

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний університет «Запорізька політехніка»
Кафедра фізики

Лекції
«ФІЗИЧНІ ЯВИЩА В КОМП'ЮТЕРНИХ СИСТЕМАХ»
для студентів спеціальності 123 «Комп'ютерна інженерія»
Частина 1

2025 рік

Лекції «Фізичні явища в комп'ютерних системах» для студентів спеціальності 123 «Комп'ютерна інженерія». Частина 1. Укладач: С.В. Лоскутов.- Запоріжжя: НУ «Запорізька політехніка, 2025 р.- 150 с.

Рецензент: Р.К. Кудерметов, гарант освітній програми спеціальності 123 бакалаврського рівня.

ЛЕКЦІЯ 1

ВСТУП. ІСТОРІЯ РОЗВИТКУ ОБЧИСЛЮВАЛЬНОЇ ТЕХНІКИ. СТРУКТУРНІ ОДИНИЦІ КОМП'ЮТЕРНИХ СИСТЕМ. ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В КОМП'ЮТЕРНИХ ТЕХНОЛОГІЯХ

Комп'ютер – один з найзначніших винаходів ХХ століття. Для його проектування і створення повинні були відбутися відкриття в галузі фізики, математики, техніки. Фізика вносить вирішальний вклад у створення обчислювальної техніки. Сучасні персональні комп'ютери мають величезну швидкість обробки інформації, значні обсяги пам'яті, що дозволяють здійснювати практично будь-які розрахунки. За допомогою периферійних пристроїв комп'ютер бачить, чує, малює, креслить, друкує, говорить, показує, грає в ігри, навчає, керує технологічними процесами на виробництві, стежить за космічними польотами тощо. По суті, вся історія комп'ютерів визначається серією фізичних відкриттів в галузі електроніки.

Напрямки розвитку мікроелектроніки

Розвиток сучасної мікроелектроніки характеризується розробленням великого числа типів інтегральних мікросхем, в першу чергу створенням великих і надвеликих інтегральних схем і мікропроцесорів, а також систем на одному кристалі. При цьому продовжуватиметься масовий випуск інтегральних мікросхем середнього рівня інтеграції для всіх видів радіоелектронної апаратури. Найбільш широко випускаються напівпровідникові ІМС. Гібридні ІМС і мікроскладення знаходять все більше застосування в аналоговій радіоелектронній апаратурі (apparatus) і апаратурі побутового призначення. Характерним для всіх типів ІМС є зростання ступеня інтеграції. Напівпровідникові ІМС мають ряд принципових обмежень: граничне мінімальне значення потужності, здатної забезпечити функціонування приладу при 300°C, складає 1 мкВт, граничне значення показника якості (час спрацьовування на потужність вмикання приладу) – 10-14 Дж, що визначає обмеження щодо щільності упакування приладів і їх швидкодії. Нові напрямки розвитку мікроелектроніки показані на рис. 1.1.

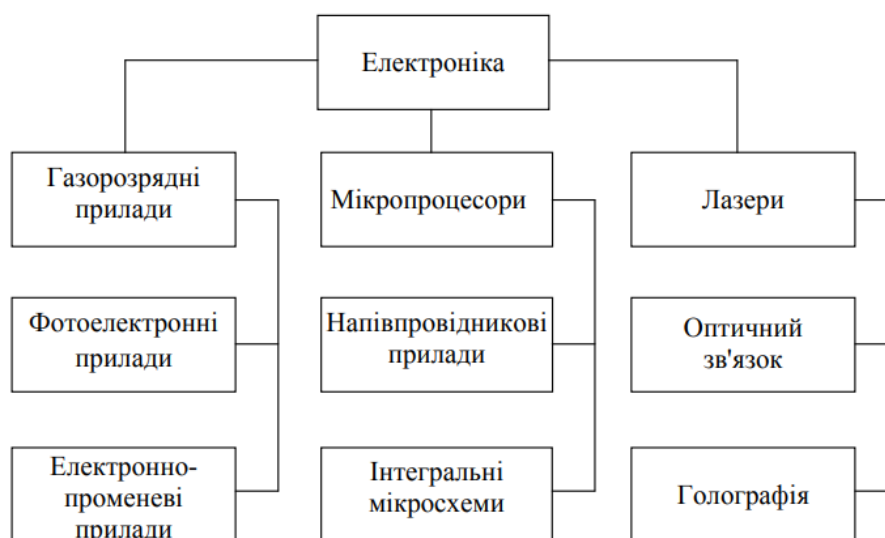


Рисунок 1.1 – Основні напрями розвитку мікроелектроніки.

Функціональна мікроелектроніка

В основі створення ІМС лежить принцип елементної (технологічної) інтеграції, мікромініатюризації елементів (активних і пасивних) мікросхеми. В ІМС можна виділити області, що є активними (діоди, транзистори) і пасивними (резистори, конденсатори, котушки індуктивності) елементами. В інтегральній мікроелектроніці зберігається основний принцип дискретної електроніки, заснованої на розробленні електричної схеми за законами теорії ланцюгів.

Цей принцип неминуче пов'язаний із зростанням числа елементів мікросхеми і міжелементних з'єднань у міру ускладнення виконуваних нею функцій.

Функціональна мікроелектроніка пропонує принципово новий підхід, що дозволяє реалізувати певну функцію апаратури без застосування стандартних базових елементів, ґрунтуючись безпосередньо на фізичних явищах в твердому тілі. В цьому випадку локальному об'єму твердого тіла додаються такі властивості, які потрібні для виконання даної функції, і проміжний етап подання бажаної функції у вигляді еквівалентної електричної схеми відпадає. Функціональні мікросхеми можуть виконуватися на основі не тільки напівпровідників, але і таких матеріалів, як надпровідники, сегнетоелектрики, матеріали з фотопровідними властивостями і ін. Для перероблення інформації можна використовувати явища, не пов'язані з електропровідністю (наприклад, оптичні і магнітні явища в діелектриках, закономірності розповсюдження ультразвуку)

Оптоелектроніка

Оптоелектронний прилад (optoelectronic device) – пристрій, в якому при обробленні інформації відбувається перетворення електричних сигналів в оптичні і назад. У оптоелектроніці звичайно використовується діапазон довжин хвиль 0,2 мкм – 0,2 мм. Як джерело випромінювання використовують світлові діоди на арсеніді галію як фотоприймачі (photo receiver) – кремнієві фотодіоди (photo diode) і фототранзистори (photo resistor). Газорозрядні прилади Фотоелектронні прилади Електроннопроменеві прилади Мікропроцесори Напівпровідникові прилади Інтегральні мікросхеми Лазери Оптичний зв'язок

Голографія

Істотна особливість оптоелектронних пристроїв полягає в тому, що елементи в них оптично зв'язані, але електрично ізольовані один від одного. Завдяки цьому легко забезпечується узгодження високовольтних і низьковольтних, а також високочастотних ланцюгів. Крім того, оптоелектронним пристроям властиві і інші властивості: можливість просторової модуляції світлових пучків (light beam), що в поєднанні із змінами в часі дає три ступені свободи (в чисто електронних ланцюгах – дві); можливість значних розгалужень і перетину світлових пучків у відсутності гальванічного зв'язку між каналами; велике функціональне навантаження світлових пучків зважаючи на можливість зміни багатьох їх параметрів (амплітуди, напрямів, частоти фази, поляризації). Оптоелектроніка охоплює два незалежні напрями: оптичне і електронно-оптичне. Оптичний напрям базується на ефектах взаємодії твердого тіла з електромагнітним випромінюванням. Воно опирається на голографію (holography), фотохімію (photochemistry), електрооптику і інші напрями розвитку. Оптичний напрям іноді називають лазерним (laser). Електронно-оптичний напрям використовує принцип фотоелектричного перетворення, реалізованого в твердому тілі за допомогою внутрішнього фотоефекту з одного боку, і електролюмінесценції – з іншого. В основі цього напрямку лежить заміна гальванічних і магнітних зв'язків в традиційних електронних ланцюгах оптичними. Це дозволяє підвищити щільність інформації в каналі зв'язку, його швидкодію, перешкодозахист. Для мікроелектроніки становить інтерес в основному електроннооптичний напрям, який дозволяє вирішити головну проблему інтегральної мікроелектроніки – істотно зменшити паразитні зв'язки між елементами як усередині однієї ІМС, так і між мікросхемами. На оптоелектронному принципі можуть бути створені безвакуумні аналоги електронних пристроїв і систем: дискретні і аналогові перетворювачі електричних сигналів (підсилювачі, генератори, ключові елементи, елементи пам'яті, логічні схеми, лінії затримки і ін.); перетворювачі оптичних сигналів – твердотільні аналоги електронно-оптичних перетворювачів, відиконів, електронно-променевих перетворювачів (підсилювачі світла і зображення, плоскі передавальні і відтворювальні екрани); пристрої відображення інформації (індикаторні екрани, цифрові табло і інші пристрої картинної логіки).

Магнетоелектроніка

Магнетоелектроніка – напрям функціональної мікроелектроніки, пов'язаний з появою нових магнітних матеріалів, що мають малу намагніченість насичення і з розробленням технологічних методів отримання тонких магнітних плівок. На перемагнічування тонкоплівкового елемента, товщина якого звичайно не перевищує товщини одного домена, потрібна енергія в 10^{-20} разів менша і час в 10^{-30} разів менший, ніж на перемагнічування феритового сердечника. Найбільший інтерес становить використання тонкоплівкових металевих магнітних матеріалів (magnetic materail) в мікроелектронних запам'ятовуючих пристроях (ЗП), де як елемент пам'яті застосовуються тонкі магнітні плівки. Ці плівки дозволяють створювати надійні швидкодійні ЗП з малою потужністю управління. Вельми перспективні пристрої пам'яті на циліндрових магнітних доменах. Щільність (density) запису таких пристроїв досягає 10^5 біт/см² при швидкості оброблення інформації – $3 \cdot 10^6$ біт/с. Перевага цих пристроїв полягає також в тому, що магнітні домени можуть скласти систему ідентичних елементів, що реалізують функції логіки, пам'яті і комутації без порушення однорідності структури матеріалу носія інформації. Отже, кристал на магнітних доменах є обчислювальним середовищем, на поверхні якого за допомогою системи зовнішніх аплікацій можна розмішувати схеми, що реалізують різні комбінації логічних і перемикальних функцій і функцій пам'яті. На тонких магнітних плівках можуть бути виконані не тільки елементи пам'яті (elements memory) ЕОМ, але також логічні мікросхеми, магнітні підсилювачі (amplifier) і інші прилади. Широкі перспективи побудови різних функціональних пристроїв відкривають нові матеріали – магнітні напівпровідники. До них відносять магнетики, яким не властива металева природа електропровідності і з'єднання магнітних і немагнітних елементів. В наш час відомі такі магнітні напівпровідники, як халькогеніди європія, халькогенідні шпінелі хрому, сильнолеговані ферити (наприклад, залізоітрієвий гранат, легований кремнієм)

Акустоелектроніка (acoustic electronics) – напрям функціональної мікроелектроніки, зв'язаний з використанням механічних резонансних ефектів, п'єзоелектричного ефекту, а також ефекту, заснованого на взаємодії електричних полів з хвилями акустичних напруг в п'єзоелектричному (piezoelectricity) напівпровідниковому матеріалі. Акустоелектроніка займається перетворенням акустичних сигналів в електричні і електричних сигналів в акустичні. П'єзоелектричні перетворювачі використовують для збудження за допомогою електричних сигналів акустичних хвиль в ультразвукових лініях затримки і зворотного перетворення їх в електричний сигнал. Новим етапом в розвитку акустоелектроніки є використання поверхневих акустичних хвиль. Поверхневі хвилі мають всі властивості об'ємних хвиль, доступні для дії на всьому шляху, їх розповсюдження уздовж лінії, а технологія виготовлення ультразвукових (ultrasound) ліній з поверхневими хвилями сумісна з технологією виготовлення інтегральних мікросхем. **Хемотроніка** (hemothronick) як новий науковий напрям виник на стику двох напрямів, що розвиваються: електрохімії і електроніки. На першому етапі свого розвитку хемотроніка як технічна галузь була покликана розробляти загальні теоретичні і технологічні принципи побудови електрохімічних перетворювачів. При цьому створювалися в основному аналоги електронних приладів з тією різницею, що носіями заряду були не електрони у вакуумі, газі або твердому тілі, а іони в розчині. Так були створені електрохімічні випрямлячі (rectifier), інтегратори (integrator), підсилювачі. Рухливість іонів в розчині набагато менша, ніж рухливість електронів в газі або твердому тілі, тому електрохімічні прилади є низькочастотними за своєю фізичною природою, проте, вони мають і ряд переваг перед електронними приладами. Перспектива розвитку хемотроніки – це створення інформаційних систем і систем керування на рідинній основі, а в майбутньому – біоперетворювачів інформації. Для подальшого успішного розвитку хемотроніки потрібні фундаментальні дослідження не тільки фізики рідини, але також складних фізико-хімічних і електрохімічних процесів, що протікають в рідинах і на межі рідких фаз. У наш час на основі електрохімічних явищ створений ряд хемотронних приладів: діоди-випрямлячі, інтегратори, підсилювачі, електрокінетичні перетворювачі, твердофазні електрохімічні перетворювачі і ін.

Кріоелектроніка

Кріоелектроніка (cryogenics electronics) – напрям електроніки і мікроелектроніки охоплюючий дослідження взаємодії електромагнітного поля з електронами в твердих тілах при кріогенних температурах і створення електронних приладів на їх основі. До кріогенних температур відносять температури, при яких настає глибоке охолодження, тобто температури від 80 до 0К. В кріоелектронних приладах використовуються різні явища: надпровідність металів і сплавів, залежність діелектричної проникності деяких діелектриків від напруженості електричного поля, поява у металів при температурі нижче 80 °К напівпровідникових властивостей при аномально високій рухливості носіїв заряду і ін. Принципи кріоелектроніки використовують для побудови ряду приладів (кріотрони, квантові і параметричні підсилювачі, резонатори, фільтри, лінії затримки і ін.). Найпоширенішим з цих приладів є кріотрон, що є перемикальним кріогенним елементом, заснованим на властивості надпровідників стрибком змінювати свою провідність під впливом критичного магнітного поля. Дія кріотрона аналогічно роботі ключа (key) або реле (relay). Кріотрон може знаходитися тільки в одному з двох станів: або в надпровідному, або з малою провідністю. Час переходу кріотрона з одного стану в інший складає декілька часток мікросекунди, тобто цей прилад має високу швидкодію. Кріотрони мікромініатюрні: на 1 см² площі може бути розміщено до декількох тисяч кріотронів. На основі кріотронів можна створити кріотронові ВІС, виконуючі логічні функції, функції запам'ятовування з неруйнуючим прочитуванням, керуванням і функції міжелементних з'єднань. Проте необхідність роботи в умовах глибокого охолодження і пов'язані з цим технологічні труднощі різко обмежують використання кріотронів. Підсилювачі, принцип дії яких заснований на використуванні кріоелектронних явищ, служать, головним чином, для приймання слабких сигналів НВЧ. Вони мають нікчемно малий рівень шумів, широку смугу пропускання (десятки гігагерц) і високе посилення (до 10000). Шумові температури кріоелектронних підсилювачів досягають одиниць і частки одиниці кельвіна.

Діелектрична електроніка

В мікроелектроніці широко використовуються тонкі плівки металів і діелектриків. При переході до тонких плівок виникають нові явища і закономірності, що не виявляються в масивних зразках і структурах. Для плівок типова можливість створювати керовані емісійні струми, аналогічні струмам у вакуумі. При контакті неметалевого твердого тіла з металом, що має меншу роботу виходу, приконтатна область збагачує вільними носіями заряду, емітованих з металу. В масивних зразках ці вузькі приконтатні області підвищеної провідності не впливають на струмовий режим, визначуваний концентрацією вільних носіїв заряду в об'ємі тіла (volume bodies). В тонких же плівках емітовані носії заряду можуть домінувати у всьому об'ємі, визначаючи закономірності струмових явищ. З точки зору теорії розсіювання носіїв заряду будь-яке неметалеве тверде тіло в товстому шарі (sheet) – напівпровідник, а в тонкому шарі – діелектрик. Ефекти, пов'язані з протіканням емісійних струмів в неметалевих твердих тілах, не охоплюються ні фізикою напівпровідників, ні фізикою діелектриків. Закономірності цих явищ, а також приладові і схемні розробки на їх основі складають зміст нового розділу фізики твердого тіла і електроніки – діелектричної електроніки. Якщо між двома металевими електродами (electrode) помістити тонку (порядку 1 – 10 мкм) діелектричну плівку, то мігруючі з металу електрони заповнять всю товщину плівки і напруга (voltage), прикладена до такої системи, створять струм (current) в діелектриці. Простими приладами діелектричної електроніки є діоди і транзистори, що мають характеристики, аналогічні характеристикам електровакуумних приладів. Ці прилади вдало поєднують ряд властивостей напівпровідникових і електровакуумних приладів. Вони мікромініатюрні, малоінерційні, мають низький рівень шумів, малочутливі до змін температури і радіації. Квантова мікроелектроніка. В квантовій електроніці вивчають методи посилення і генерації електромагнітних коливань, засновані на використуванні ефекту вимушеного випромінювання, а також властивості квантових підсилювачів, генераторів (generator) і їх використання. Найбільший практичний інтерес становлять квантові 16 генератори світла (лазери), які випромінюють світлові хвилі з дуже високою спрямованістю. Це властивість широко використовується в оптичних лініях зв'язку. У квантовій мікроелектроніці все більше використання знаходять прилади, засновані на ефектах Гана і Джозефсона. Ефект Гана (effect Ghana) – це явище генерації високочастотних коливань

електричного струму в напівпровіднику у разі подання до зразка постійної напруги, що перевищує деяке критичне значення. Частота коливань залежить від довжини зразка і лежить в діапазоні декількох гігагерц. Ефект Джозефсона (effect Dzgozefsona) полягає в тому, що через тонку, порядку 2 нм, діелектричний прошарок між надпровідними шарами при низьких температурах навіть у відсутності різниці потенціалів може протікати тунельний струм, керований порівняльно слабкими зовнішніми сигналами. Значення параметрів приладів, заснованих на ефекті Джозефсона, дуже високі відносно всіх видів елементів, що запам'ятовують і логічних: швидкодія окремих приладів 20 – 30 пс, розсіювана потужність 100 нВт, тобто показник якості приладу 10^{-18} Дж, що в 10^6 разів кращий, ніж в інтегральних мікросхем.

Біоелектроніка

Біоелектроніка (bioelectronics) – один з напрямів біоніки, вирішує задачі електроніки на основі аналізу структури і життєдіяльності живих організмів. Біоелектроніка охоплює проблеми вивчення нервової системи людини і тварин і моделювання нервових клітин (нейронів і нейронних сіток) для подальшого вдосконалення електронної обчислювальної техніки, техніки зв'язку, розроблення нових елементів і пристроїв автоматики і телемеханіки. Дослідження нервової системи (nervous system) показали, що вона має ряд цінних особливостей і переваг перед найдосконалішими обчислювальними пристроями. Основними з них є: а) досконале і гнучке сприйняття зовнішньої інформації незалежно від форми, в якій вона поступає; б) висока надійність, значна перевищуюча надійність технічних систем (останні виходять з ладу при обриві в ланцюзі одного або декількох елементів; при загибелі ж мільйонів нервових клітин з мільярдів клітин, що становлять головний мозок, роботоздатність системи зберігається); в) мікромініатюрність елементів (при кількості елементів 10^{10} – 10^{11} об'єм мозку людини складає 1,5 дм³ ; сучасний пристрій на транзисторних структурах з таким же числом елементів зайняв би об'єм в декілька сотень кубічних метрів); г) економічність роботи (споживання енергії мозком людини не перевищує декількох десятків ватів); д) високий ступінь самоорганізації (self organization), швидке пристосування до нових ситуацій, до зміни програм діяльності. Нервова система складається з клітин, що одержали назву нейронів. Нейрони, де б вони не знаходилися, мають однакову структуру і зразково однакові логічні характеристики. Вони є найбільш універсальним логічним елементом. На основі нейронів будуються прості і впорядковані нейронні сітки, вказуючи на той, поки що недосяжний в техніці факт, що за допомогою єдиного елемента можна побудувати систему, здатну виконувати складні завдання, які звичайно вирішує людина. Для технічної реалізації ряду складних нейронних сіток в першому наближенні достатній нейроноподібний елемент, що має аналогічні властивості і за своїми функціональними можливостями наближається до біологічних рецепторних і деяких видів центральних нейронів. Основним заданням при створенні такого нейроноподібного елемента є реалізація залежності амплітуди (amplitude) імпульсного вихідного сигналу від сумарного імпульсного «збудження» на вході. Дослідження показали, що модель нейрона може бути виконана у вигляді двох інтегральних мікросхем на МДН-транзисторах. У наш час ведуться великі дослідження в різних напрямках біоелектроніки. Результати досліджень показують, що використання явищ живої природи в електроніці може привести до нової науковотехнічної революції в цій області техніки.

Негатроніка (negatron)

Цей напрямок електроніки пов'язаний з теорією і практикою створення і застосування негатронів – електронних приладів, що мають у визначеному режимі негативне значення основного диференціального параметра (негативних ємності, індуктивності та опору). Зараз розроблені різні види негатронів. Тільки напівпровідникових негатронів створено більше двох десятків різновидів. Серед них найпотужніші надвисокочастотні (НВЧ) прилади – лавинопролітні діоди, надшвидкодійні ключі на лавинних транзисторах, найпотужніші струмові напівпровідникові перемикачі на диністорах і тиристорах. Освоєння НВЧ-діапазону дало поштовх до пошуку нових фізичних ефектів і напівпровідникових приладів, що мають негативний опір. Зусилля насамперед були спрямовані на створення напівпровідникових негатронів, що мають негативний опір на

надвисоких частотах у надвисокочастотному діапазоні. Початком пошуку шляхів створення таких НВЧ-приладів було покладено статтю Шоклі, опубліковану в 1954 році. Автор викладає ідею двохелектродного приладу з негативним опором, що виникає завдяки ефекту часу прольоту. Як перший приклад він розглядає "діод із затримкою неосновних носіїв". У запропонованій ним $p + -n-p$ чи $(n + -p-n)$ -структурі, неосновні носії, що інжектуються із $p + -n$ -переходу, дрейфують до іншого $p-n$ -переходу, затримуючись при цьому на час, рівний часу прольоту. Інший прилад, запропонований Шоклі, являє собою $p-n-p$ структуру, що використовується в режимі прокола, щоб забезпечити 18 її уніполярність. Ці дві структури надзвичайно схожі на інжекційнопролітні діоди (Injection polarity diode), що з'явилися пізніше, (ІПД). У тій же статті Шоклі обговорює можливість створення двохелектродного приладу, що являє собою просто однорідний напівпровідник, у якому під дією сильного електричного поля можуть спостерігатися відхилення від закону Ома, що приводять до виникнення негативного диференціального опору. Відхилення від закону Ома (law ohm) виражається в зниженні швидкості носіїв зі збільшенням напруженості поля, тобто в появі ділянки негативної диференціальної рухливості. Однак практичної реалізації ця ідея не одержала через низку теоретичних недоробок. І тільки в 1963р. Ганом були отримані перші експериментальні дані про існування пролітних коливань, пов'язаних з цією властивістю у GaAs і InP. А прилади, що використовують цей ефект, одержали найменування "діоди Гана" чи "прилади на ефекті об'ємного негативного опору". Цікавий двохелектродний прилад з негативним опором, діючий на новому принципі – тунельний діод, був відкритий у 1957 р. японським фізиком Есакі. На прямій ділянці ВАХ дуже вузького германієвого $p-n$ -переходу (тобто переходу, створеного на сильнолегованому матеріалі) була виявлена ділянка негативного опору скінченної величини. Така характеристика виходить в результаті польової емісії (тунелювання) електронів через вузький збіднений шар. Варто помітити, що тунельний діод не виправдав надій, оскільки від нього не вдалося одержати великої вихідної потужності. У 1958 р. Рід запропонував використовувати для генерації НВЧ потужності діод з багатоскладовою $n + -p-p-$ структурою. У цьому приладі використовується поєднання ефектів лавинного множення, заснованого на ударній іонізації, і часу прольоту електронів. Тому прилад був названий ІМРАТТ-діод (Impact Avalanche and Transit Time). Однак запропонована ним спеціальна конструкція діода виявилася занадто складною, її вдалося втілити в життя тільки в 1964р. В СРСР ці прилади одержали назву "лавинопролітні діоди (ЛПД)" і були відкриті А.С. Тагером і його співробітниками в 1959 р. За кордоном перше повідомлення про практичну реалізацію ЛПД було опубліковано в 1965 році. Подальшим розвитком ЛПД є ТРАПАТТ-діод (Trapped Plasma Avalanche-and-Transit Time, що означає "лавинопролітний діод із захопленням плазми"). Для реалізації ТРАПАТТ-режима, відкритого в 1966р. необхідна дуже складна взаємодія між приладом і НВЧ-схемою. Наприклад ТРАПАТТ – підсилювач вимагає настроювання за гармоніками і субгармоніками, а також використання ЛПД-режиму для запуску. Незважаючи на складність самого приладу і відповідної схеми, ТРАПАТТдіоди відіграють провідну роль у фазованих антенних ґратках (ФАГ), оскільки забезпечують можливість одержання високої імпульсної потужності на НВЧ (більше 100 Вт), більшого коефіцієнта заповнення (1 – 20 %), високого ККД (більше 25 %) і ширини смуги пропускання в підсилювачах не менше 15 %. Однак цим приладам властиві і деякі недоліки: - процесу ударної іонізації властиві значні шуми, тому підсилювачі і генератори на їхній основі будуть також мати великі шуми; - процес ударної іонізації вимагає більшої потужності для одержання значних електричних полів. В 1971 р. вперше була отримана генерація у НВЧ-діапазоні за допомогою інжекційно-пролітних діодів (ІПД), теоретичні основи роботи якого були обґрунтовані ще в 1954 році Шоклі. У ряді публікацій ці діоди одержали назву "БАРИТТ-діоди" (Barrier Injection Transit Time Diodes). Маючи, як і ЛПД, динамічний негативний опір у діапазоні НВЧ, у них не використовується режим лавинного множення носіїв і, отже, відсутні недоліки, властиві ЛПД. Всі вищерозглянуті діоди з негативним опором призначені для роботи в діапазоні НВЧ і здатні працювати при відносно невеликих значеннях потужності сигналу і робочих струмах. Загальним істотним недоліком усіх вищерозглянутих напівпровідникових негatronів є залежність їхнього негативного опору від фізичних властивостей напівпровідникових кристалів і фізичних процесів у них. А прагнення реалізувати 100 % внутрішній позитивний зворотний зв'язок всередині кристала накладає тверді вимоги до технології виготовлення таких негatronів, створює труднощі у

виробництві ідентичних приладів і подальшому їхньому застосуванні. Ці недоліки при створенні транзисторних негатронів були частково усунені шляхом реалізації комбінованого 100% позитивного зворотного зв'язку: частково внутрішнього, за рахунок тимчасової затримки неосновних носіїв у базі транзистора; частково, за рахунок введення ланцюга зовнішнього зворотного зв'язку. Початком цього напрямку, очевидно, варто вважати 1956 р., коли Ямагучі (J. Yamaguchi) досліджував негатрон на транзисторі з загальним колектором і індуктивним ланцюгом зворотного зв'язку між базою і колектором. В подальшому були досліджені різні модифікації такого негатрона, що одержав назву "індуктивний транзистор", тому що він виявився перспективним як напівпровідниковий аналог індуктивності. Слід зазначити успішне застосування цього негатрона в різних аналогових НВЧ-пристроях (активних фільтрах (active filter), генераторах, перетворювачах частоти (frequency converter), мультиплексах, активних антенах та ін.). Іншим напрямком негатроніки, спрямованим на подолання недоліків однокристальних напівпровідникових негатронів, є створення аналогів негатронів на базі різних схемотехнічних комбінацій активних приладів. Їх можна поділити на три групи. У першій групі об'єднуються транзисторні аналоги, що складаються з транзисторів однієї структури. Другу групу складають аналоги, виконані на транзисторах різної структури, але не складовий еквівалент р-п-р-п-структури. Третя група складається з транзисторних еквівалентів р-п-р-п-структури. Використання в таких схемах перехресних зв'язків обмежує їхнє застосування частотами до 1 ГГц. Зокрема, з бурхливим розвитком твердотільної НВЧ-електроніки особливо гостро постало завдання мініатюризації частото вибіркового кіл. Розв'язання завдання шляхом використання об'ємних резонаторів, відрізків лінії передачі, сегнетоелектричних і феритових резонаторів неможливе, тому що їхня добротність зменшується зі зменшенням розмірів. Коливальні контури на базі негатронів таких недоліків не мають, що дозволяє розв'язувати задачу з реалізації в одному кристалі декількох десятків високодобротних коливальних контурів (фільтрів, LC-генераторів і т.п). Крім R-негатронів ведуться дослідження зі створення і застосування C- і L-негатронів. Це прилади або їхні схемо технічні аналоги, що мають за певних умов негативну диференціальну ємність $C = \partial Q / \partial U < 0$ або індуктивність $L = \partial \psi / \partial i < 0$, відповідно. Практичне застосування таких негатронів у наш час не одержало широкого поширення і вимагає подальших досліджень і пошуку напрямків їхнього ефективного використання.

Серед основних відкриттів, що сприяли розвитку комп'ютерної техніки можна виділити наступні:

По-перше, в кінці XIX століття отримала розвитку математична фізика. Тому виникла необхідність у створенні машин, здатних здійснювати багаторазово повторювані обчислення.

По-друге, в 1883 році американський винахідник Т. Едісон відкрив явище термоелектронної емісії, що послужило основою для створення в 1904 році англійським фізиком Дж. Флемінгом діода (рис.1.2, а), приладу який має однібічну провідність електричного струму. Трохи пізніше у 1906 році американським інженером Л. де Форестом був створений ще один вакуумний прилад – триод (рис.1.2, б).

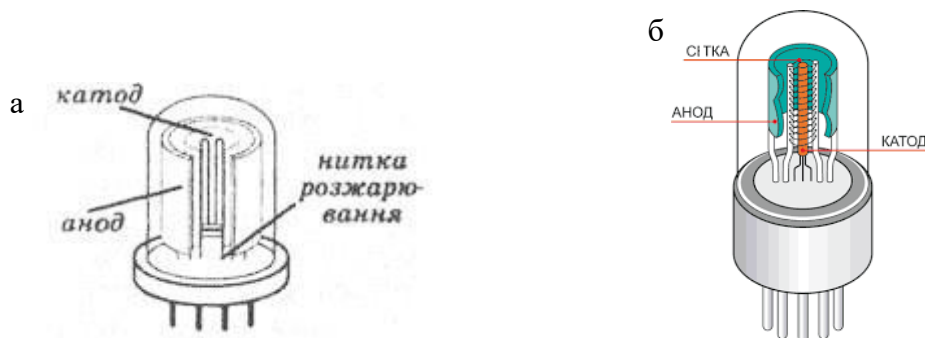


Рисунок 1.2- Вакуумні прилади: а) діод, б) триод.

Якісна зміна комп'ютерів сталася після відкриття фізики - винаходу в 1947 році Джоном Бардином, Уолтером Браттейном і Вільямом Шоклі польового транзистора (рис.1.3). Застосування напівпровідникових транзисторів замість вакуумних ламп (тріодів) дало можливість істотно зменшити розміри і енергоспоживання машин другого покоління і підвищити їх швидкодію і надійність.



Рисунок 1.3 – Транзистор.

Подальший розвиток комп'ютерів пов'язаний з використанням інтегральних схем, вперше виготовлених в 1960 році американцем Робертом Нойсом. Інтегральна схема - це безліч, від десятків до мільйонів, транзисторів, розміщених на одному кристалі напівпровідника. Використання інтегральних схем, великих і надвеликих інтегральних схем призвело до значного спрощення процесу виготовлення ЕОМ і збільшення їх швидкодії. У 80-ті роки почалося виготовлення персональних комп'ютерів, які поступово набули сучасного вигляду. Приблизно тоді ж з'явилися перші мобільні комп'ютери, або ноутбуки. Величезною продуктивності досягли багатопроцесорні обчислювальні комплекси - так звані суперкомп'ютери.

По-третє, англійський математик Дж. Буль ще в 1854 році описав правила логіки, згодом названої його ім'ям - булева алгебра. Відповідно до логіки алгебраїчні елементи можуть приймати тільки два значення - істина (1) або хибна (0). Завдяки цій логіці стало можливо конструювання логічних схем та елементів.

По-четверте, в 1918 році російський вчений М.А. Бонч-Бруєвич і незалежно від нього англійські вчені Уільям Ікклз і Френк Джордан створили електронне реле, яке могло перебувати в одному з двох станів - 0 або 1 і на базі якого був створений тригер. Вище перераховані події мали велике значення, вони створили передумови для появи та розвитку сучасних інформаційних систем.

У розвитку обчислювальної техніки можна виділити такі основні ключові події:

1. У 1941 р. К. Цузе (Німеччина) створив обчислювальну машину «Z-3». Ця машина була послідовною цифровою обчислювальною машиною з двійковим представленням інформації та апаратною системою обчислення кодів $10 - 2$ (введення та виведення – десяткові числа з плаваючою комою), яка виконувала 8 команд.
2. У 1957 р. було закінчено розпочату з ініціативи С.О. Лебедева роботу над спеціалізованою електроннолічильною машиною «СЕЛІМ», яка призначалася для розв'язування систем лінійних алгебраїчних рівнянь вищих порядків. Згодом, у 1959 р. було введено в експлуатацію універсальну електронну обчислювальну машину «Київ» (перша в СРСР велика асинхронна ЕЦОМ з повністю автоматизованим обладнанням), яку було побудовано під керівництвом В. М. Глушкова та Л. Н. Дашевського.
3. У 1964 р. у США було розпочато серійний випуск відомої моделі ЕОМ IBM Series/360 (або коротко IBM/360), а вже до 1970 р. серія включала 11 моделей.
4. У 1974 р. Е. Робертсом на основі мікропроцесора Intel-8080 було створено перший персональний комп'ютер (ПК) Altair-8800. Для Altair-8800 П. Аллен і У. Гейтс створили транслятор з програмною мовою Basic, істотно збільшивши інтелектуальність першого ПК.
5. На початку 90-х років з'являються перші ЕОМ, які характеризуються з переходом на мікропроцесорні схеми. З точки зору структурної побудови для таких ЕОМ характерна максимальна

децентралізація управління, з точки зору програмного і математичного забезпечення – перехід на роботу в програмних середовищах і оболонках.

Електродинаміка

Блок живлення перетворює змінну напругу мережі в постійну напругу різної полярності і величини, яке необхідно для живлення материнської плати та інших комп'ютерних пристроїв, розташованих в системному блоці. Блок живлення містить вентилятор, який створює циркулюючі потоки повітря для охолодження системного блоку, мережевого блоку ПК. Крім мережевого живлення, комп'ютер також має До акумуляторної батареї підключається таймер – внутрішньо машинний електронний годинник, що забезпечує при необхідності автоматичне захоплення поточного моменту часу (рік, місяць, години, хвилини, секунди і частки секунд). Таймер продовжує працювати навіть при відключенні комп'ютера від мережі.

Напівпровідники

Конструктивно сучасний мікропроцесор являє собою надвелику інтегральну схему, реалізовану на єдиному напівпровідниковому кристалі - тонкій пластині прямокутного кристалічного кремнію площею всього кілька квадратних міліметрів. У ньому розміщені схеми, в яких реалізовані всі функції процесора. Кристалева пластинка зазвичай поміщена в пластиковий або керамічний плоский корпус і з'єднана золотими висновками з металевими штифтами, щоб її можна було прикріпити до материнської плати комп'ютера.

Основними параметрами процесорів є: робоча напруга, розрядність, робоча тактова частота, внутрішній коефіцієнт множення тактової частоти і розмір кеш-пам'яті. Робоча напруга процесора забезпечується материнською платою, тому різним материнським платам відповідають різні марки процесорів. З розвитком процесорної техніки відбувається поступове зниження робочої напруги. Ранні моделі процесорів x86 мали робочу напругу 5 В. З переходом на процесори Intel Pentium вона була знижена до 3,3 В, а зараз менше 3 В. Зниження робочої напруги дозволяє скоротити відстань між конструктивними елементами в кристалі процесора до десятитисячних міліметра, не побоюючись електричного пробоя. Пропорційно квадрату напруги зменшується і тепловіддача в процесорі, що дозволяє збільшити його продуктивність без загрози перегріву. Однак, незважаючи на це, зверху на мікропроцесорі завжди встановлюється вентилятор (кулер) для його охолодження під час роботи.

Магнетизм

Зовнішня пам'ять використовується для тривалого зберігання великих обсягів інформації. У сучасних комп'ютерних системах найчастіше використовуються пристрої зовнішньої пам'яті:

- Жорсткі диски (HDD).
- Дисководи для гнучких дисків (NGMD).
- Оптичні дисководи - магнітооптичні носії інформації, стрічкові приводи (стрімери).

Спеціально для цього на материнській платі встановлений чіп «енергонезалежна пам'ять», який за технологією виготовлення отримав назву CMOS (complementary metaloxide semiconductor). Зовнішніми пристроями зберігання даних в основному є жорсткий диск (HDD) або жорсткий диск і лазерні CD або CD-приводи. Крім того, останнім часом все більшої популярності набувають різні знімні карти пам'яті.

Hard Disk Drive (HDD), або жорсткий диск - це пристрій пам'яті великої ємності, в якому носіями інформації є круглі жорсткі пластини (іноді їх ще називають дисками), обидві поверхні яких покриті шаром магнітного матеріалу. Магнітні диски є елементами пристроїв для зчитування і запису інформації - дисководів. Сам магнітний диск являє собою пластиковий (для дискет) і алюмінієвий або керамічний (для жорстких дисків) круг з магніточутливим покриттям. У випадку з жорстким диском таких кіл може бути кілька, і всі вони сидять на одному стрижні в центрі. Для гнучкого диска є тільки одне таке коло, при приміщенні в дисковод він закріплюється по центру. Під час роботи диск розкручується.

Швидкість обертання дисків - це швидкість, з якою обертаються пластини диска щодо магнітних головок (вимірюється в оборотах за хвилину). У сучасних моделях цей показник зазвичай становить 7200 об / хв.

Оптика

CD являє собою прозорий полімерний диск діаметром 12 см і товщиною 1,2 мм, з одного боку якого напилений світло відбиваючий шар алюмінію, захищений від пошкоджень шаром прозорого лаку. Товщина напилення становить кілька десятитисячних міліметра.

Інформація на диску представлена у вигляді послідовності жолобів і виступів (їх рівень відповідає поверхні диска), розташованих на спіральній доріжці, яка відходить від області біля осі диска (на дюйм в радіусі вміщується всього кілька сотень доріжок).

Запис на такі диски здійснюється за рахунок наявності на них спеціального світлочутливого шару органічного матеріалу, який при нагріванні темніє. У процесі запису лазерний промінь нагріває обрані точки шару, які темніють і перестають пропускати світло на відбиваючий шар, утворюючи ділянки, схожі на западини.

Компактні Флеш-карти з найбільшою ємністю

MicroDrive є найбільшим за своєю місткістю, найбільшим в порівнянні з міні-носіями Secure Digital (SD) / Multimedia Card (MMC) – на сьогоднішній день найяскравішими конкурентами Compact Flash з їх компактністю і швидкістю в поєднанні з мініатюризацією.

xD (extreme Digital) став популярним серед кількох брендів камер.

Memory Stick – знахідка всесвітньо відомої компанії Sony для мобільної техніки.

Blu-ray диски. У наш час ці диски поступово витісняють DVD-диски, представляючи собою більш сучасну заміну. Володіючи ще більшою ємністю (до 100 ГБ) і ще більшою швидкістю передачі даних, ці накопичувачі є найефективнішими з сучасних оптичних носіїв.

Перетворення електричного сигналу в оптичний

Монітор (дисплей) - це пристрій для візуального представлення даних. Це не єдиний можливий, але основний пристрій виведення. Розрізняють монітори з електронно-променевою трубкою та рідкокристалічні монітори.

Існує величезна кількість назв принтерів. Але існує три основних типи принтерів: матричні (голчасті), лазерні та струменеві.

Матричні принтери. Їх друкуюча головка містить ряд «голок», які під впливом керуючих сигналів вдарають по чорнильній стрічці, за рахунок чого відбиток символу залишається на папері.

Струменеві принтери. Друкуючий пристрій цього принтера являє собою ємність зі спеціальним чорнилом, яке розпорошується на папір через крихітні сопла під високим тиском.

Лазерні принтери. Основним друкуючим пристроєм лазерного принтера, так само як і ксерокса, є ролик-«барабан», який має світлочутливе покриття, що змінює свої електричні властивості в залежності від освітленості.

Коли ви переміщаєте мишу по поверхні, цей рух перетворюється в послідовність імпульсів, які передаються на ПК. Коли ви переміщаєте мишу по поверхні, кулька біля основи миші починає обертатися, приводячи в рух ролик всередині корпусу. Ці ролик встановлені відносно один одного під кутом 90° і, стикаючись з м'ячем, можуть обертатися тільки за годинниковою стрілкою або проти неї, перетворюючи довільний рух кульки в рух в двох взаємно перпендикулярних напрямках (X і Y).

Для введення текстової або графічної інформації в комп'ютер найчастіше використовується пристрій, який називається сканером. Він створює оцифроване (перетворює аналогове зображення в цифрове) зображення документа і поміщає його в пам'ять комп'ютера. Принцип роботи сканера відносно простий. Промінь світла (спеціальна лампа, розташована в корпусі сканера) «пробігає» по сканованій поверхні, при цьому світлочутливі датчики сприймають яскравість і колір відбитого світла і перетворюються в двійковий код.

Звукова карта. Він підключається до одного зі слотів материнської плати – PCI (може бути інтегрований в нього) – у вигляді дочірньої карти і виконує обчислювальні операції, пов'язані з обробкою звуку, мови та музики.

Пристрої виведення інформації

Монітор (дисплей) - це пристрій для перетворення цифрової і (або) аналогової інформації у відеозображення. Спорідненим пристроєм монітора є проектор - оптико-механічний, або оптико-цифровий прилад, який за допомогою джерела світла проектує зображення об'єктів на екран.

Перші монітори були дуже примітивні, текст у них відображався тільки в одному, зеленому кольорі. Все ж їх поява стала важливим технологічним проривом, оскільки дала можливість вводити і виводити дані в пам'ять комп'ютера в режимі реального часу. Пізніше з'явилися кольорові монітори, збільшився розмір екрану, виникли різноманітні технології їх виготовлення. Технічні характеристики сучасних моніторів можуть задовольнити найвибагливішого користувача.

Монітор входить до складу відеосистеми комп'ютера. Крім нього до складу відеосистеми входить відеоадаптер (відеокарта) та програмне забезпечення (драйвери відеосистеми). Відеоадаптер посилає в монітор сигнали управління яскравістю променів і синхросигнали рядкової та кадрової розгортки. Монітор перетворює ці сигнали в зорові образи. А програмні засоби обробляють відеозображення - виконують кодування і декодування сигналів, координатні перетворення, стиснення зображень, тощо.

Електронно-променевий монітор, кінескоп

Електронно-променевий монітор, кінескоп (англ.: CRT – Cathode Ray Tube, ЕПТ - електронно-променева трубка). Принцип роботи цього монітора базується на технології емісії електронів. Отримуючи сигнал від керуючих систем комп'ютера (див. рис. 1.3), монітор електронно-променевою гарматою П випускає потік електронів з катода К через отвір в аноді А на екран Е, який складається з «тіньової маски» (для кольорових моніторів) і скляної пластини з люмінесцентним покриттям (люмінофор) Л. На екрані створюється зображення. Керує потоком електронів система відхилення C_1 і C_2 , яка за допомогою електромагнітного поля змінює напрямок руху потоку електронів. Цей потік, проходячи через тіньову маску, попадає на люмінофор. Люмінофор - речовина, атоми якої випромінюють світлові промені видимого діапазону при бомбардуванні її зарядженими частинками.

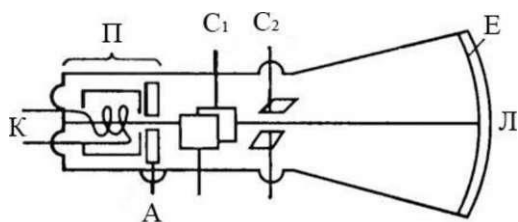


Рисунок 1.4 - Електронно-променевий монітор.

Отже, ЕПТ мають наступні основні елементи:

1. Електронна гармата (для чорно-білих моніторів - одна, для кольорових - три);
2. Система відхилення, тобто набір електронних «лінз» для формування пучка електронів;
3. Тіньова маска, яка забезпечує точне попадання електронів від певної гармати в необхідну точку екрану;
4. Шар люмінофору, який формує зображення при попаданні електронів на екран.

В свою чергу електронна гармата складається із підігрівача, катода, що емітує потік електронів, і модулятора, що прискорює і фокусує пучок електронів.

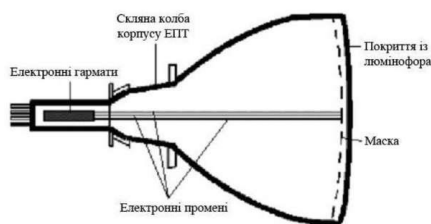


Рисунок 1.5 – Кольоровий електронно-променевий монітор.

Монітори електростатичної емісії

Монітори електростатичної емісії (англ.: FED, Field Emission Display - дисплей на основі ефекту польової емісії електронів, з люмінофором). Технологія FED подібна до CRT, тому що в обох випадках застосовується люмінофор. Відмінність полягає у тому, що у FED-екранах не застосовуються електронні гармати. Натомість використовується велика кількість маленьких джерел електронів, розміщених за кожним елементом екрану. Кожне джерело електронів керується окремим електронним пристроєм і кожний піксел може світитися завдяки дії електронів на люмінофор.

Один із варіантів FED - технологія SED (англ.: Surface conduction Emission Display - дисплей з люмінофором на основі ефекту емісії електронів з поверхневою провідністю).

В основу технології SED покладено дві базові ідеї:

1. Замість трьох катодів CRT для трьох кольорів використовується індивідуальний катод для кожного субпікселя. При цьому не використовується схема розгортай - найбільш енергоспоживаючий вузол CRT;
2. Замість теплової емісії електронів використовується емісія за рахунок тунельного ефекту. Джерелом електронів в SED-панелі на відміну від ЕПТ є плоскі мікроскопічні точки оксиду паладію, нанесені на електродну матрицю на задній скляній стінці (див. рис. 1.6).

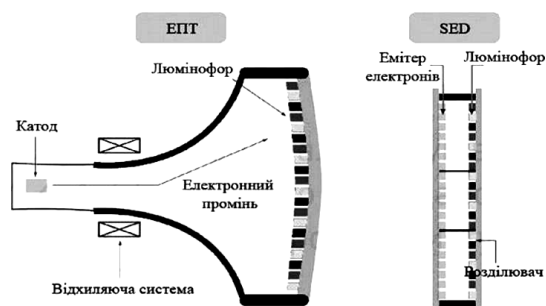


Рисунок 1.6 – Будова т-монітора.

Дисплей утворюють дві скляні панелі, між якими знаходиться вакуум. На переднє скло нанесені розділені між собою точки люмінофора трьох основних кольорів. Невелика керуюча постійна напруга прикладається між половинками електронного емітера, відстань між якими складає 4 - 6 нм. Внаслідок тунельного ефекту відбувається емісія електронів з емітера. Прискорююча напруга забезпечує попадання електронів на люмінофор. Принцип роботи пікселя SED-панелі показаний на рис. 1.7, а субпікселя - на рис. 1.8.

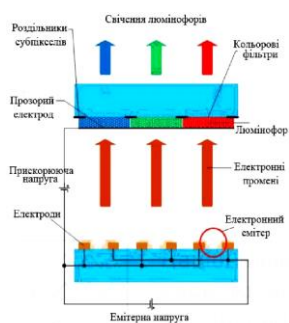


Рисунок 1.7 – Принцип роботи пікселя SED-панелі.

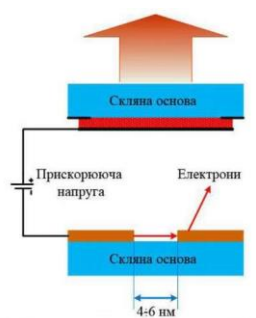


Рисунок 1.8 – Принцип роботи субпікселя SED-панелі.

Монітори на основі вуглецевих нанотрубок

Вуглецеві нанотрубки (англ.: CNT – Carbon Nano Tubes (CNT FED), ВНТ).

Принцип дії: в якості катодів використовуються вуглецеві нанотрубки. Відомо, що вони є ефективними джерелами холодної польової емісії електронів. На рис 1.9 показана принципова схема монітора з катодом на основі ВНТ і аноду з люмінофором на основі окислу цинку. Міжелектродна відстань складає близько 0,6 мм. Під дією прикладеної напруги з кінців ВНТ випускаються електрони, які рухаються в напрямку люмінофора і викликають свічення пікселя. Отриманий таким чином піксель має лінійні розміри близько Хмкм. При напрузі 1,7 кВ струм емісії складає 10 мА.

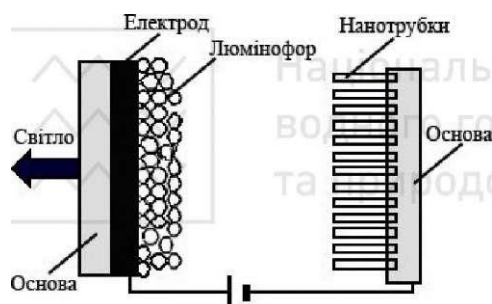


Рисунок 1.9 – Монітор на основі нанотрубок.

Електролюмінісцентні екрани

Принцип дії електролюмінісцентних екранів (англ.: EL - Electro- Luminescent) базується на прикладанні електричного поля до багатошарової структури з двох електродів (напівпрозорого і алюмінієвого), двох шарів діелектрика, між якими знаходиться порошковий люмінофор ($ZnS:Mn$). На такий конденсатор подається змінна напруга звукової частоти, яка за величиною близька до напруги пробоя. На поверхні частинок люмінофору під дією змінної напруги концентрується сильне електричне поле, яке прискорює вільні електрони, здатні йонізувати атоми. Утворені дірки захоплюються центрами люмінесценції, на яких при зміні напрямку поля рекомбінують електрони. Цей процес супроводжується випромінюванням світла. Принципова схема EL - панелі показана на

рис. 1.10.

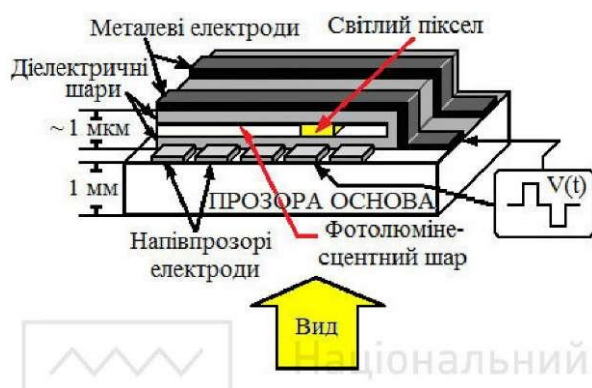


Рисунок 1.10 – Будова EL-панелі.

Як варіант електролюмінесцентної технології використовуються товстоплівкові діелектричні люмінесцентні панелі (англ.: Thick-Film Dielectric Electro Luminescent, TDEL). Згідно цієї технології, зображення формується шляхом накладання електричного поля на багатшарову структуру, яка складається з двох електродів і шару діелектрика, на який нанесено плівку люмінесцентного фосфору. У стандартних зразках екранів для виникнення ефекту люмінесценції потрібно прикласти високу напругу, що зобов'язує наносити два шари діелектрика для уникнення пробую тонкого шару фосфору. Фахівцям вдалося збільшити конструктивну надійність виконання шляхом нанесення товстішого шару діелектрика, що дозволяє виготовляти широкоформатні дисплеї.

Вакуумні флуоресцентні монітори

Вакуумні флуоресцентні монітори (англ.: Vacuum fluorescent displays - VFD) в якості піксела зображення використовують вакуумну мінікапсулу, в якій на прозорий анод нанесено високоефективне фосфорне покриття. Всі аноди розміщені в області екрану. При прикладенні напруги близької до пробую між анодом і катодом мікрокапсули відбувається збудження атомів фосфору і випромінювання ними видимого світла (так як у EL).

VFD можуть працювати при меншій потужності, ніж плазмові та електролюмінесцентні монітори.

Плазмові монітори

Принцип дії плазмових моніторів (англ.: PDP – Plasma Display Panel, ПМ) базується на свіщенні люмінофора під дією ультрафіолетового випромінювання, яке виникає після плазмового розряду. Кожний субпіксел PDP-панелі є флуоресцентною мініампулою (200x200x100 мкм), яка може випромінювати світло тільки однієї довжини хвилі (див. рис.1.11). Це забезпечується покриттям поверхонь ламп трьома видами люмінофору. На таку лампу з інертним газом (розріджена суміш газів ксенону та неону), що знаходиться між електродами, подається висока напруга, яка викликає плазмовий розряд. Горизонтальні електроди, розміщені на задній поверхні, називаються адресними (adresselectrode). Вертикальні електроди - прозорі (ITO - оксид індію та олова), вони згруповані по два, розміщені на передньому склі і називаються електродами відображення (displayelectrode, їх також називають: скануючі, ініціюючі, розрядні). В точці перетину одного адресного і двох розрядних електродів сформована елементарна комірка - субпіксел (мініампула). Три субпіксела (червоний, зелений та синій) складають піксел зображення. При розряді відбувається розпад інертного газу на позитивно заряджені йони і електрони, які під дією прикладеної напруги рухаються до катода і анода відповідно. Під час руху електрони збуджують нейтральні атоми газу, які випромінюють хвилі ультрафіолетового діапазону.

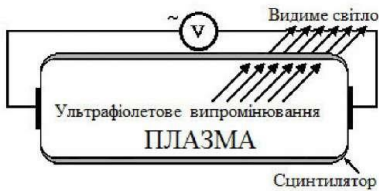


Рисунок 1.11 – Будова субпікселя плазмової панелі.

Ультрафіолетове випромінювання, попадаючи на основу субпікселя, покриту люмінофором, викликає свічення останнього вже у видимому діапазоні хвиль. На поверхню кожного пікселя нанесений свій люмінофор для отримання світла певного кольору (510 - 525 нм для зеленого, 610 нм для червоного і 450 нм для синього). Це світло поширюється у всі сторони. Значна його частина направлена не до спостерігача а вглиб екрану. Для використання цієї частини випромінювання адресні електроди покриваються спеціальною світловідбивною речовиною. Яскравість свічення пікселя (інтенсивність випромінювання) регулюється напругою на розрядних електродах і може регулюватися лише в невеликих межах. Тому регулювання яскравості екрану проводиться не шляхом зміни інтенсивності випромінювання окремого субпікселя, а шляхом організації роботи всіх субпікселів панелі. Керуюча напруга подається на електроди таким чином, щоб «вмикати» в певний момент часу різну кількість субпікселів. Більша їх кількість «ввімкнена» в даний момент часу - більша яскравість екрану, менша кількість «працює» - менша яскравість. Принципова схема PDP-екрана представлена на рис. 1.12.

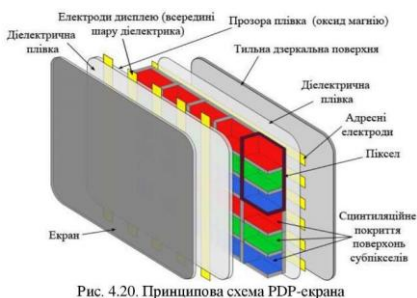


Рис. 4.20. Принципова схема PDP-екрана

Рисунок 1.12 – Принципова схема PDP-екрана

Рідкокристалічні монітори

Головним елементом рідкокристалічних моніторів (англ.: LCD – Liquid Crystal Display, РК) є молекули ціанофенілу - речовини, яка знаходиться в рідкому стані, але має властивості кристалічних тіл. Зокрема вона має властивість поляризувати світло. LCD-екран має декілька шарів, серед яких важливу роль відіграють дві панелі, виготовлені з вільного від натрію і дуже чистого скляного матеріалу (називають субстратом або основою), між якими власне і знаходиться тонкий шар рідких кристалів (див. рис. 1.13).

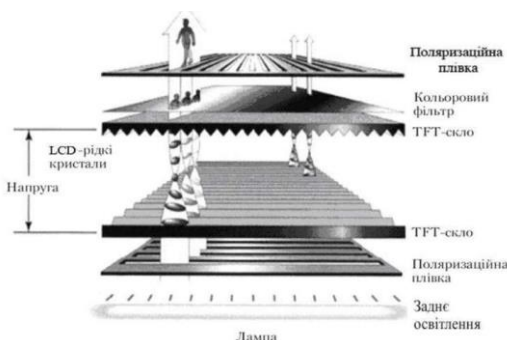


Рисунок 1.13 – Будова LCD- екрані.

Рідкі кристали складаються із видовжених молекул. Міжмолекулярна взаємодія забезпечує в певному інтервалі температур паралельну орієнтацію молекул, наслідок чого в рідині утворюється виділений напрямок. Впорядкування орієнтації молекул поширюється на далекі віддалі. Здебільшого орієнтація молекул в рідкому кристалі задається їхнім напрямком на поверхні. Оскільки, на панелях основи є борозни, то вони направляють молекули рідкого кристалу, надаючи їм певної орієнтації. Борозни двох панелей основи перпендикулярні між собою. Не поляризоване світло від галогенної лампи підсвічення заднього (або бокового) освітлення, проходячи через поляризатор (плівку) потрапляє на перше скло основи поляризованим. За відсутності напруги між двома прозорими електродами (знаходяться на поверхнях пластин субпіксела) рідкі кристали повертають площину поляризації світла на 90 градусів, внаслідок чого воно проходить через скло другої основи, кольоровий фільтр і вихідний поляризаційний фільтр не послаблюючись. Подача напруги між електродами приводить до повороту осей РК. Відбувається так званий перехід Фредерікса - явище переорієнтації молекул рідкого кристалу під дією електричного поля. У матеріалах із позитивною діелектричною анізотропією молекули намагатимуться повернутись вздовж напрямку електричного поля. У матеріалі з негативною діелектричною анізотропією - впоперек напрямку поля. Кут повороту при цьому залежатиме від напруги. Характерною особливістю рідких кристалів є те, що молекули переорієнтуються при дуже малому електричному полі - достатньо напруги в декілька мілівольт.

Отже, напруга, в залежності від величини, може змінювати орієнтацію головних осей РК-молекул, регулюючи інтенсивність світла на виході з другого поляризатора завдяки повороту площини поляризації світла.

РК-матриці бувають пасивними та активними. Для керування комірок пасивної матриці використовуються прозорі паралельні смужкові електроди. Вони нанесені на панелі, між якими знаходяться рідкі кристали, причому взаємна орієнтація електродів панелей перпендикулярна. На перетині електродів знаходяться субпікселі екрану. В пасивній матриці можна керувати тільки пікселами одного рядка прикладанням напруги до відповідних електродів. При підключенні напруги до наступного рядка зображення першого поступово тьмяніє. Така матриця вимагає великого часу відновлення зображення і використовується там де не вимагається великої частоти відновлення екрану (годинники, мобільні телефони, тощо). Порівняльні характеристики LCD, PDP і CRT представлені в табл. 1.1.

Таблиця 1.1

Параметр	РК (LCD)	Плазма (PDP)	Кінескоп (CRT)
Принцип роботи	Управління світлом лампи підсвічування, яке проходить через шар рідких кристалів за рахунок зміни ними площини поляризації	Свічення люмінофора екрану під дією ультрафіолетових променів при розряді в плазмі	Свічення люмінофора екрану під дією електронного променя, який формується електронною гарматою
Ресурс роботи	60000 год. - лампа підсвічування; 250000 год. - робота екрану	25000 год.	25000 год.
Яскравість	від 170 до 500 cd/m ² (кандела/м ²)	від 300 до 1000 cd/m ²	від 80 до 300 cd/m ²
Контрастність	від 150:1 до 600:1	від 200:1 до 3000:1	від 350:1 до 750:1
Кут огляду	від 10° до 170°	близький до 180°	близький до 180°
Час реакції піксела	від 15 до 50 мс	не помітно оку	не помітно оку
Дефекти екрану	допускаються	допускаються	ні

Якість фокусування	ідеальна	ідеальна	від задовільного до дуже доброго
Геометричні викривлення	ні	ні	можливі
Можливі роздільні здатності	встановлені	встановлені	різні
Однорідність свічення	незначно яскравіше по краях	рівномірне	незначно яскравіше в центрі
Вплив магнітних полів	ні	ні	Так
Температура корпусу під час роботи	незначна	висока	середня
Потужність, яку використовується	мала	велика	середня
Діна для великих розмірів екрану	найбільша	висока, але менша РК	дешевша РК та плазми
Вага та габарити	менші плазми та кінескопа	більші РК та менші кінескопа	найбільші

Світлодіодні екрани

Принцип дії світлодіодних екранів (англ.: LED – Light Emitted Diode): екран є матрицею пікселів, зібраних із трьох напівпровідникових світлодіодів, що формують три світлових потоки (червоний, зелений, синій). Як правило, кристали світлодіодів знаходяться в одному корпусі з лінзою, яка фокусує світловий потік.

Дисплеї на органічних світлодіодах

Принцип роботи дисплеїв на органічних світлодіодах (англ.: OLED – Organic Light Emitting Diode/Organic Light Emitting Display) базується на властивостях світловипромінювальних полімерів, які складаються з декількох шарів наноплівки. Основою для провідних електролюмінесцентних полімерів цих матеріалів є високомолекулярні сполуки, в яких чергуються подвійні зв'язки. Для звільнення електронів застосовуються різноманітні суміші, що створюють можливість переміщення електронів і дірок вздовж молекулярного ланцюга. Такі матеріали мають всі властивості неорганічних напівпровідників, тобто утворювати р-п-перехід і, за певних умов, випромінювати світло.

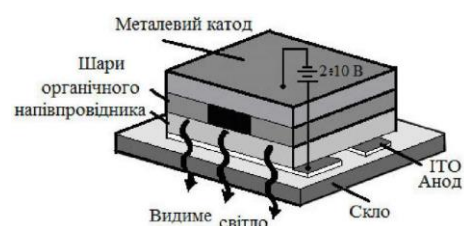


Рисунок 1.14 – Будова OLED-екрана.

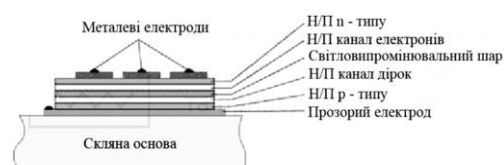


Рисунок 1.15 – Структура OLED-екрана.

Управління OLED - матрицею відбувається аналогічно LCD - матриці за допомогою TFT-транзистора. В якості основи екрану можна використовувати гнучкий прозорий пластик, що дозволяє створювати гнучкі екрани. При створенні OLED - екранів застосовуються два види органічних сполук: макромолекули і полімери. Першими з'явилися OLED - дисплеї на основі макромолекул, проте технологія виготовлення була занадто дорогою (застосовувалось вакуумне напилювання).

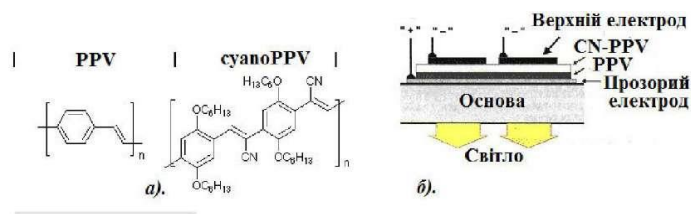


Рисунок 1.16 – а) Будова молекул PPV і ціано - PPV ; б) Будова пікселя LEP-екрана.

3D-монітори

3D-монітором називається пристрій, здатний вивести зображення екрану комп'ютера об'ємним, без додаткових пристроїв або за їх допомогою.

Простір, в якому можна спостерігати сформоване 3D-дисплеєм зображення називається об'ємом відтворення, а простір, в якому знаходиться спостерігач - об'ємом спостереження. Тільки перебуваючи всередині об'єму спостереження людина може розраховувати на сприйняття невикривленого об'ємного зображення, яке знаходиться в об'ємі відтворення.

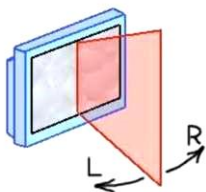


Рисунок 1.17 – Умовний поділ екрану при стереоскопічному зображенні.

Стереоскопічні ЗБ-екран

До них відносяться практично всі об'ємні дисплеї, які сьогодні використовуються. Принцип дії стереоскопічних систем базується на бінокулярних властивостях зорового апарату людини. Очі дивляться на зоровий об'єкт під різними кутами, мозок оцінює отриману інформацію і в результаті ми сприймаємо глибину і «тривимірність» цього об'єкту. Принцип роботи стереоскопічних 3D-екранів полягає в зніманні стереовідеосистемою об'єкту двома теле- або відеокамерами, рознесеними в просторі так, щоб позиція однієї відповідала лівому оку, а позиція іншої - правому. Обидва отриманих зображення (стереопара) відтворюються екраном, у якого об'єм відтворення поділений (сепарований) на дві частини умовною вертикальною площиною, перпендикулярною площині екрану, яка проходить через його центр. Зліва від площини спостерігається зображення для лівого ока, праворуч - для правого (див. рис. 1.18).



Рисунок 1.18 – Принцип дії стереоскопічних систем: а) активні лінзові растри сепарують світловий потік; б) кадри, свормовані для правого і лівого ока.

Очевидно, що для спостереження стереозображення людина повинна розташовуватись біля екрану так, щоб кожне око знаходилося в своєму секторі зору. Це можливо лише для одного спостерігача і для нього конфігурацію легко доповнити автоматикою, яка повертає розділову площину разом із рухом голови (tracking).

Існує два способи сепарації: окулярний та автостереоскопічний (растровий). При окулярній сепарації спостерігач дивиться на екран монітору через спеціальні окуляри (лорнети, шлеми).

Існує три види окулярної сепарації:

- анагліфічний;
- поляроїдний;
- екліпсний.

При анагліфічній сепарації обидва кадри стереопари відтворюються на екрані одночасно, але лівий кадр формується із градацій зображення зеленого кольору, а правий - із градацій червоного. Спостерігач дивиться на екран через спеціальні окуляри, у яких ліве скло зелене, а праве - червоне. В результаті, кожне око бачить своє зображення. Цей спосіб сепарації раніше реалізовувався в стереокінотеатрах.

При поляроїдній сепарації потрібний спеціальний РК-екран, на якому формуються кадри різної поляризації світла, наприклад, кадр, який сприймає ліве око має вертикальну поляризацію, а кадр, що сприймає праве око - горизонтальну. Обидва скельця окулярів також є поляроїдами взаємно перпендикулярної поляризації. Тоді при спостереженні зображення ліве око буде бачити одні кадри, а праве - інші.

Мультивидові 3D-екрани

(M3D) відтворюють об'ємне зображення у вигляді декількох послідовних ракурсів, будь-які два з яких складають стереопару. Принцип дії M3D базується на поділі об'єму відтворення не однією площиною, а декількома умовними вертикальними площинами, що проходять через центр екрана (див. рис. 1.19). У кожній частині відділеного площинами простору спостерігається свій вигляд (ракурс) зображення. Оскільки M3D є розвитком ідеї стереоскопічного 3D-екрану, то для його побудови застосовні ті ж технології лінзових растрів, тільки за кожною лінзою має розташовуватися стільки пікселів, скільки ракурсів зображення ми хочемо отримати. Очевидно, що об'ємне зображення M3D-екранів можна спостерігати багатьма людьми.

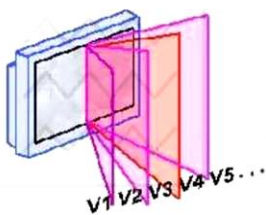


Рисунок 1.19 – Поділ екрану в M3D.

Проектор. Мікроелектромеханічні системи

Мікроелектромеханічні системи (англ.: MEMS Micro Electromechanical System) поділяються на мікродзеркальні, TMA-, GLV- та IMOD-проектори.

Мікродзеркальний проектор (англ.: DLP – Digital Light Processing, цифрова обробка світла). Основою даних відеопроєкторів є DMD-матриця (англ.: Digital Micromirror Device), яка складається з мікродзеркал. Матриця послідовно освітлюється трьома основними кольорами і працює на відбивання світла. DMD- матриця - це кремнієва пластина, розміром близько 1 см, з розміщеними на поверхні елементами для відбивання світла. Кожен такий елемент (алюмінієве дзеркало розміром приблизно 10 мкм) під управлінням електронної схеми може займати два фіксованих положення. В одному - світло направляється на екран для створення зображення, в іншому - на світлопоглинач. Дзеркало знаходиться на відносно масивній основі, яка, в свою чергу, знаходиться на гнучкій, натягнутій між опорами, смужці-підвісі. В двох інших кутах основи (не зайнятих опорами) знаходяться електроди, які за рахунок кулонівських сил можуть притягувати один край дзеркала, нахилиючи його на кут до 12 градусів (див. рис. 1.20).



Рисунок 1.20 – DMD – матриця проектора.

Положення дзеркал відповідає темному і світлому пікселам. На рис. 1.21 показано положення одного дзеркала в «темному», а іншого в «світлому» станах. Щоб додати відтінки сірого кольору, дзеркала примушують коливатись з різними частотами. Це дозволяє досягти 1024 градації сірого кольору.

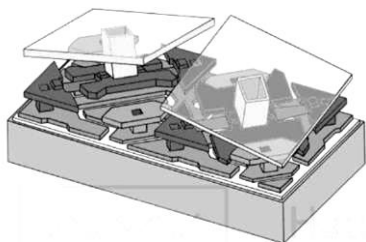


Рисунок 1.21 – Коливання мікродзеркал проектора.

Для забезпечення кольорового зображення на DMD-матрицю направляється біле світло через колесо кольорових світлофільтрів, яке обертається (див. рис. 1.22).

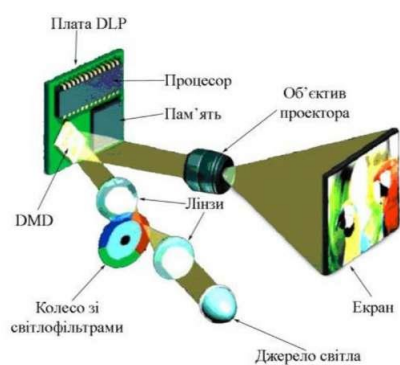


Рисунок 1.22 – Схема створення зображення проектором.

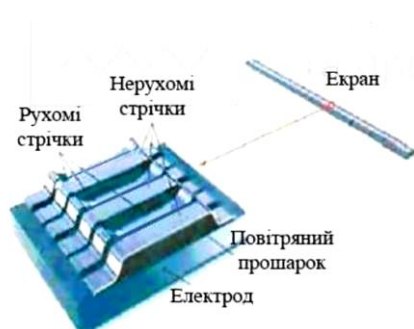


Рисунок 1.23 –Формування зображення мікромеханічною фазовою решіткою.

Проектори на основі технології TMA

Як модифікація мікродзеркальних проекторів існують проектори, в яких застосовується технологія TMA (англ.: Thinfilm Micromirror Array, масив тонкоплівкових мікродзеркал). У ній відхилення дзеркал здійснюється не електростатичним, а п'єзоелектричним способом.

Проектори на основі GLV-технології

GLV-технологія (англ.: Grating Light Valve, мікромеханічна фазова решітка).

Головним елементом оптичного шляху GLV-технології є кремнієвий чіп, із закріпленими на ньому паралельними стрічками з нітриду кремнію, які покриті світловідбиваючим шаром алюмінію. Кожна стрічка має довжину 100 мкм, ширину – 3 мкм і товщину 3 нм. Стрічки знаходяться над чіпом на висоті 650 нм. У вимкненому стані всі стрічки одного чіпа знаходяться в одній площині, утворюючи одну суцільну дзеркальну поверхню. Вони відбивають направлений на них плоский пучок когерентного світла на екран у вигляді однієї білої смужки. Отримуючи заряд від керуючого пристрою стрічки з парними номерами деформуються і притягуються до протилежно зарядженої основи, а стрічки з непарними номерами не деформуються, оскільки електрично з'єднані з основою (див. рис. 1.24). При деформації парних стрічок на чверть довжини хвилі, відбите від поверхонь когерентне випромінювання буде зазнавати інтерференції, причому буде виконуватись умова мінімуму для інтерференції у відбитому світлі. На екрані буде спостерігатись темна смужка. На рис. 1.25 показаний чіп, який формує один темний піксел. Вибіркове керування зарядами стрічок дає можливість встановлювати бажану яскравість кожного окремого пікселя.



Рисунок 1.24 – Чіп GLV - матриці.

Проектори на основі технології IMOD

Технологія IMOD (англ.: Reflective Interferometric Modulation, відбиваючий інтерференційний модулятор). Кожний піксел IMOD-матриці є інтерференційним модулятором. Він складається з двох елементів: напівпрозорої плівки на скляній основі і розміщеній під нею відбиваючої мембрани, яка може знаходитись в двох станах: відкритому і закритому. У вимкненому стані мембрана дотикаючись до плівки повністю закриває піксел. При подачі напруги мембрана зміщується на задану відстань від основи і між плівкою і мембраною утворюється невеликий прошарок повітря.

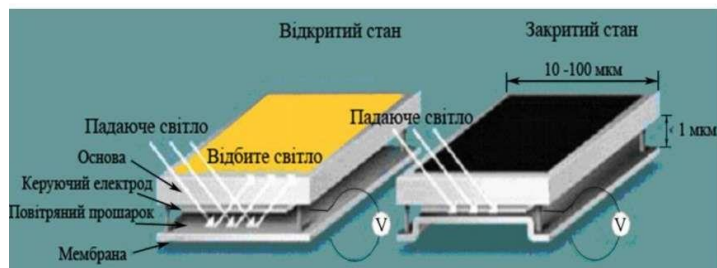


Рисунок 1.25 – Піксел IMOD – матриці.

Світло, відбите від мембрани проходить назад через плівку, інтерферуючи з падаючим. Змінюючи товщину повітряного прошарку можна формувати будь-який колір піксела. Чорний колір формується при закритому стані елемента (див. рис. 1.25).

Електронний папір (англ.: electronicinkdisplay, EID, електронне чорнило) на відміну від моніторів не випромінює світло, а формує зображення у відбитому світлі (так само як у друкованих віщаннях). Вперше технологія E-Ink була застосована у 1997 році в Масачусетському технологічному інституті. Головним елементом електронного паперу є мікрокапсули розміром до 0,1 мм, в яких знаходиться деяка кількість частинок пігменту двох кольорів (див. рис. 1.26). Білі частинки (двоокис титану) заряджені позитивно, а чорні (фарба) - негативно. Частинок пігменту вільно плавають в рідині. Такі мікрогранули знаходяться між двома електродами, прозорим верхнім і непрозорим нижнім.

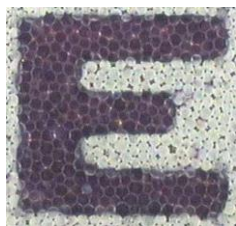


Рисунок 1.26 – Зображення на електронному папері.

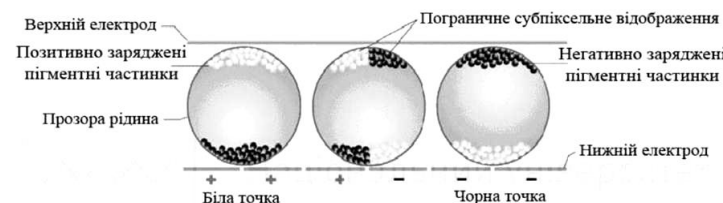


Рисунок 1.27 – Піксели електронного паперу.

При прикладенні до електродів відповідної напруги, одні частинки пігменту можуть підніматись всередині мікрокапсули, а інші опускатись і навпаки. Керуючи зміною полярності

можна формувати написи і малюнки чорного кольору на поверхні електронного паперу (див. рис. 1.26). Завдяки силам міжмолекулярної взаємодії, а також силам електростатичного притягання і відштовхування часточки суспензії не можуть змінити своє положення в мікрокапсулах. Це означає, що сформовані на поверхні паперу зображення зберігаються і при відсутності електроживлення.

Електронний папір на основі технології Gyricon

Як різновид технології E-Ink можна виділити технологію Gyricon розроблену ще у 1970 році Н. Шеридоном (США). Сторінкою «паперу» Gyricon є прозорий лист пластика, запаяного зі всіх сторін, з масивом декількох мільйонів кулястих порожнин всередині. Кожна порожнина заповнена рідиною з консистенцією рідкого масла, в якій вільно плаває, на відміну від технології E-Ink, лише одна двокольорова кулька діаметром від 20 до 100 мкм. Одна сторона кульки темна, інша - світла (колір не важливий, головне - досягти контрастності) (див. рис. 1.27). Кожна із половинок кулі заряджена різнополярним зарядом. Керуючи потенціалами на електродах, кульку можна повернути до поверхні екрана світлою, або темною стороною і сформувати контрастну картинку (див. рис. 1.28).

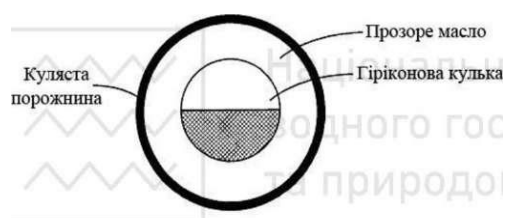


Рисунок 1.27 – Кулька зображення в технології Gyricon.

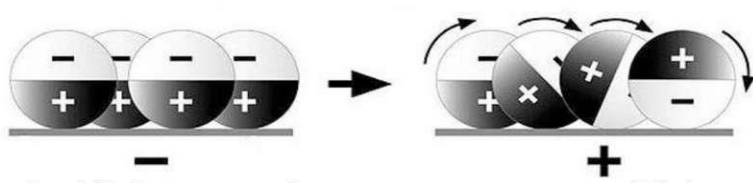


Рисунок 1.28 – Формування зображення за допомогою технології Gyricon.

Електронний папір на основі технології електрозмочування

Ще одна технологія електронного паперу - технологія електрозмочування (англ.: electrowetting). Інша назва - технологія HEOS. Вона з'явилася у 2003 році. Ефект «електричного змочування» базується на керуванні краплиною масляної фарби, яка знаходиться в мікрокапсулі, заповненій водою (див. рис. 1.29). Кожна з мікрокапсул є одним пі-ксемом електронного паперу. В звичайних умовах краплина масла розтікається по всій поверхні комірки, утворюючи під дією сил поверхневого натягу плівку на воді. Якщо створити між електродами електричне поле достатньої величини, масло почне збиратись в краплину, звільняючи при цьому більшу частину поверхні. Основа-електрод виготовляється з водовідштовхуючого матеріалу, тому масло прилипає до неї, а після зникнення напруги, знову розтікається по поверхні. Мікрокапсули розділені перегородками товщиною близько 5 мкм, а зверху вся конструкція герметично закрита шаром скла з напиленням на нього електродом (поки що це одна з причин чіткості дисплея).

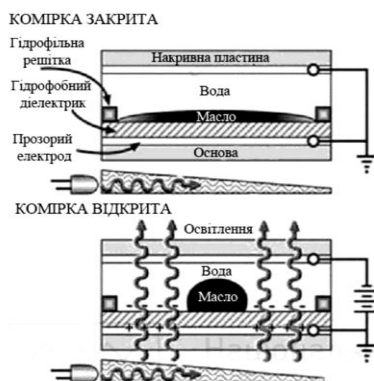


Рисунок 1.29 – Електронний папір на основі технології HEOS.



Рис. 4.40. Електронний папір на основі електрофлюїдної технології

Рисунок 1.30 – Електронний папір на основі електрофлюїдної технології.

Електронний папір на основі нанотехнологій

Технологія запропонована ірландською компанією Ntera, яка представляє свій продукт під назвою Nano Chromics Display (NCD). Зображення, яке формується на дисплеї, подібне малюнку чорнилом на папері. Кут огляду для даного екрану складає 180 градусів, а швидкість відгуку може забезпечити частоту 60 кадрів за секунду. Енергоживлення NCD-екрана складає лише 10 % від живлення РК-дисплея такого ж розміру. Робоча напруга NCD не перевищує 1 В.

Для відображення висококонтрастної картини на дисплеї використовують властивість електрохромних провідних полімерних з'єднань змінювати свої оптичні характеристики (в тому числі і колір) при зміні рівня окислення. Якщо цей рівень регулюється потенціалом електрода, на який нанесений цей полімер, то оптичними характеристиками полімеру можна керувати за допомогою електричного сигналу (електрохромний ефект). В NCD-екранах на тонкий шар наночастинокдіоксиду титану (хімічна сполука, яка надає паперу білого кольору) наноситься прозорий полімер - віологен з на-нопористою структурою, який при зміні прикладеного до нього потенціалу може втрачати прозорість, досягаючи при цьому рівня насиченого чорного кольору. Простір між діоксидом титану і віологеном заповнений спеціальним електролітом. Принцип роботи дисплея NanoChromics представлений на рис. 1.31.

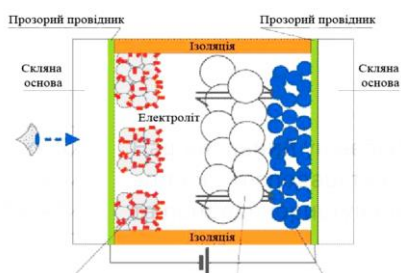


Рисунок 1.31 – Принцип роботи NCD-екрана.

Екран складається із декількох шарів, два із яких формують зображення: зовнішній - із

наночастинокдіоксиду титану і електрохромного шару віологену. При відсутності потенціалу між прозорими електродами екран виглядає абсолютно білим, оскільки світло відбивається від наночастинокдіоксиду титану. При подачі напруги на електроди віологен зміщується ближче до діоксиду титану, адсорбується ним і зафарбовується в близький до чорного колір. Це дає можливість змінювати колір екрану.

Електронний папір на основі електрофлюїдної технології

Електрофлюїдна технологія (англ.: Electro Fluidic Display, EFD). Для формування зображення використовуються мініконтейнери з електрочутливою водною дисперсією кольорового пігменту. При прикладенні напруги між двома електродами пігмент виливається з контейнера і прилипає до поверхні піксела. При зміні полярності напруги фарба ховається назад. Оскільки видима площа контейнера не перевищує 5% площі піксела, то в ньому вона майже не помітна (див. рис. 1.32). За фізичним принципом роботи (див.рис.1.32) принтери поділяються на різні типи.

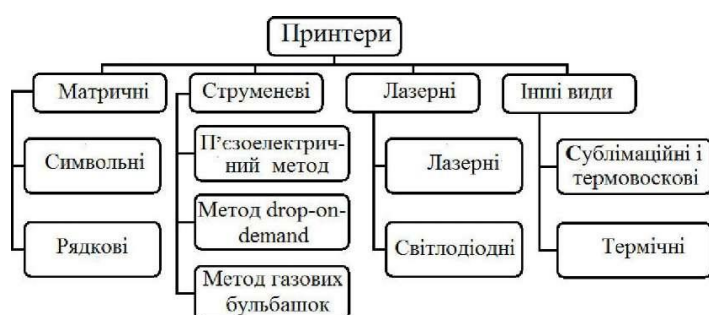


Рисунок 1.32 – Класифікація принтерів.

Матричні (голчасті) принтери

Голчасті (матричні) принтери (англ.: Dot Matrix Printer) довгий час використовувалися як стандартні пристрої виведення даних з комп'ютера. Вони часто застосовуються і сьогодні. Переваги цих принтерів визначаються, в першу чергу, їх невибагливістю до якості паперу, а також низькою вартістю друку і можливістю одночасного друку декількох копій.

На відміну від типового або «головкового» принтера, в якому встановлюються різні типи знаків (букви, цифри, розділові знаки - як у типографських машинах), голчастий принтер формує знаки декількома голками, розташованими в головці принтера. Механіка подачі паперу загалом мало змінилася - папір втягується за допомогою валу; між папером і головкою принтера розташовується фарбувальна стрічка. При ударі голки по цій стрічці на папері залишається слід фарби. Голки, які розташовані всередині головки, приводяться в дію електромагнітами. Головка переміщується по горизонтальному направляючому за допомогою крокового двигуна.

У перших голчастих принтерах в головці принтера знаходилося 9 голок, потім з'явилися 18-голкові принтери. Нині більшість фірм-виробників перейшли на виробництво 24-голкових принтерів, де використовується технологія послідовного розташування голок в два ряди по 12 голок. Завдяки горизонтальному руху головки принтера і активізації окремих голок надрукований знак утворює матрицю, причому окремі букви, цифри і знаки записані в пам'ять принтера (ПЗП) у вигляді бінарних кодів. Тому головка принтера «знає», які голки і в яких комбінаціях необхідно активізувати, щоб, наприклад, створити за 10 кроків головки букву «К» (див. рис. 1.33).

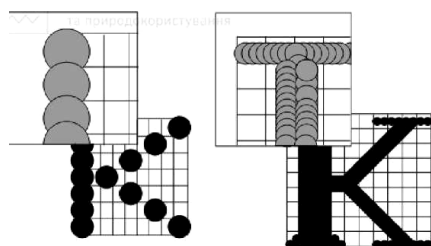


Рисунок 1.33 – Матриця для букви «К» в залежності від кількості головок в головці принтера і режиму.

Оскільки друковані знаки зовні є матрицею, а відтворює цю матрицю голчастий принтер, то часто його називають матричним принтером.

Рядкові принтери

Як варіант голчастого принтера було запропоновано рядковий принтер. У нього відсутня головка, але є друкуюча планка, яка по всій довжині забезпечена голками. Під час друку зображення, матриця, яка відповідає рядку, повністю переноситься на папір. Істотно зростає швидкість друку, оскільки головка принтера не рухається і рядок друкується одночасно. Такі принтери випускаються фірмами Genicom і Dataproducts. Швидкість друку досягає 1500 рядків за хвилину (приблизно 20 сторінок формату А4 за хвилину).

Кольорові голчасті принтери

Порівняно невелика кількість голчастих принтерів має можливість кольорового друку. Це пояснюється тим, що до моменту появи на ринку перших моделей 24-голкових принтерів, здатних друкувати кольорові зображення, ціна на кольорові струменеві принтери вже істотно знизилася. А якість друку 24-голкового принтера за допомогою багатокольорової фарбувальної стрічки суттєво гірша в порівнянні з якістю друку на струменевому принтері.

Струменеві принтери

Якість друку струменевого принтера (англ.: InkJet) не поступається якості друку лазерних принтерів. Ці принтери прості в обслуговуванні, мають низький рівень шуму, тому вони широко використовуються в домашніх умовах.

У струменевих принтерах для формування зображення використовуються спеціальні сопла, через які на папір подається фарба. Тонкі сопла знаходяться на головці принтера, де встановлений резервуар з рідкою фарбою, яка у вигляді мікрокрапель переноситься через сопла на матеріал носія. Число сопел залежить від моделі принтера та його виробника і складає від 16 до 64 сопел. Деякі моделі мають набагато більше число сопел, наприклад, головка принтера Deskjet 1600 має 300 сопел для чорної фарби і 416 - для кольорових.

Зберігання фарби в принтері здійснюється двома способами:

1. головка принтера є складовою частиною патрона з фарбою, заміна патрона з фарбою є одночасною із заміною головки;
2. використовується окремий змінний резервуар, який через систему капілярів забезпечує фарбою головку принтера.

Фірми-виробники реалізують різні способи нанесення фарби на папір:

1. П'єзоелектричний метод;
2. Метод газових бульбашок;
3. Метод drop-on-demand.

П'єзоелектричний метод

Для реалізації цього методу в кожне сопло встановлюється плоский п'єзокристал, який приклеюється до діафрагми. Під дією електричного поля п'єзоелемент деформується. Стискаючи і розтягуючи трубку він наповнює капілярну систему фарбою. Фарба, яка відтискається назад, перетікає в резервуар, а фарба, яка «витіснилася» назовні, залишає на папері крапку. Подібні пристрої випускають компанії Epson, Brother та ін.

Метод газових бульбашок. Цей спосіб базується на термічному методі і більше відомий під назвою Bubblejet (інжектвані бульбашки). При використанні методу кожне сопло принтера обладнане нагрівальним елементом, який при пропусканні через нього струму за декілька мікросекунд нагрівається до температури близько 500 °С (див. рис. 1.35). Газові бульбашки (bubbles), що

виникають при різкому нагріванні, виштовхують через вихідний отвір сопла порцію (краплю) рідкої фарби, яка переноситься на папір. При відключенні струму нагрівальний елемент охолоджується, бульбашка пари зменшується і через вхідний отвір в сопло поступає нова порція фарби. Подібну технологію використовує фірма Canon.

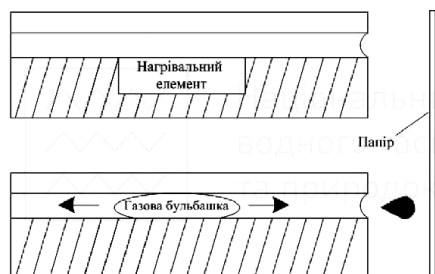


Рисунок 1.35 – Подача фарби за допомогою газових бульбашек.

Завдяки тому, що в механізмах друку, реалізованих з використанням методу газових бульбашок, менше конструктивних елементів, такі принтери надійніші в роботі і термін їх експлуатації триваліший. Крім того, використання цієї технології дозволяє добитися високої роздільної здатності принтерів. Хоча даний метод забезпечує високу якість, він має недоліки при друці областей суцільного заповнення: вони виходять дещо розпливчастими.

Застосування методу газових бульбашок доцільне при друці графіків, гістограм і т. п., тоді як друк напівтонових графічних зображень виходить якіснішим при використанні методу drop-on-demand.

Метод drop-on-demand.

Цей метод розроблений фірмою Hewlett-Packard. Подібно до методу газових бульбашок, при подачі фарби із резервуару на папір використовується нагрівальний елемент. При цьому додатково використовується спеціальний механізм (див. рис. 1.36).

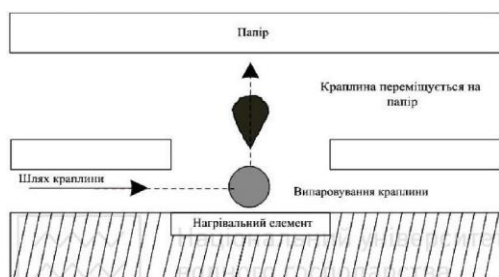


Рисунок 1.36 – Подача фарби за допомогою drop-on-demand.

Кольорові струменеві принтери

Здатність струменевих принтерів створювати кольорове зображення сприяла їх широкому застосуванню. Кольоровий друк за допомогою голчастих принтерів не забезпечує бажаної якості. Використання для цієї мети інших типів принтерів, лазерних або термічних, обмежене для загалу користувачів через відносно високу вартість. Тому застосування кольорових струменевих принтерів є недорогою, але все ж якісною альтернативою.

При друці звичайне кольорове зображення формується накладанням трьох основних друкарських кольорів: блакитного, пурпурного і жовтого. Теоретично, накладання цих кольорів повинне створювати зображення чорного кольору. На практиці в більшості випадків отримують зображення сірого або коричневого кольору. Тому четвертим основним кольором використовують чорний. Таку колірну модель називають СМҮК.

З цієї причини в нових моделях струменевих принтерів застосовується не три, а чотири кольорові патрони для створення кольору (додають додатковий патрон з чорнилом чорного кольору). Завдяки цьому з'явилася можливість широкого використання таких принтерів для звичайного друку текстів і чорно-білих графічних зображень з одночасною економією кольорової фарби.

Термічні принтери

Технологія термічних принтерів базується на використанні механізму друку факсимільних апаратів. Фактично більшість термічних принтерів працюють як факсимільні апарати. Головка друку термічного принтера конструктивно подібна аналогічному вузлу матричного принтера. Для таких принтерів необхідний папір із спеціальним термочутливим покриттям. Керовані електричним струмом голки нагрівають папір, залишаючи на ньому відмітки. Завдяки чіткості графіки і тонових зображень при оформленні проектно-конструкторської документації технологія прямого перенесення знайшла широке застосування в проектно-конструкторських і науково-дослідних роботах. Ця технологія також застосовується в широкоформатних графопобудівниках (англ.: plotter, плотер), що дозволяють друкувати зображення шириною 36 дюймів.

Сублімаційні та термовоскові принтери

Для отримання кольорового зображення з якістю, близькою до фотографічного, або для виготовлення допечатних кольорових проб використовують сублімаційні і термовоскові принтери (кольорові принтери високого класу). Є принтери, які поєднують в собі технологію сублімаційного і термовоскового друку. Такі принтери дозволяють друкувати на одному пристрої як чорнові, так і чистові відтиски. Загальним для сублімаційної і термовоскової технологій є нагрів барвника і перенесення його на папір (плівку) в рідкій або газоподібній фазі. Багатоколірний барвник, як правило, нанесений на тонку лавсанову плівку товщиною 5 мкм. Плівка переміщується за допомогою стрічкопротяжного механізму, який конструктивно схожий на аналогічний вузол голкового принтера. Матриця нагрівних елементів за 3-4 проходи формує кольорове зображення.

Відмінність термовоскового друку від сублімаційного полягає в тому, що в першому випадку плівка покривається воскоподібною мастикою, а в другому - спеціальним барвником. Термовоскові принтери, нагріваючи стрічку з кольоровим воском, переносять розчинений у воску барвник на папір. Як правило, для подібних принтерів необхідний папір із спеціальним покриттям. Термовоскові принтери зазвичай використовуються для друку ділової графіки. При сублімаційному друці здійснюється переведення фарбника в газоподібний стан шляхом нагрівання стрічки. Цей газ потім поглинається полістирольним покриттям спеціального паперу. Дифузійне перенесення фарбника забезпечує отримання високоякісного кольорового зображення без видимих тональних переходів. Будучи однією з найпрогресивіших технологій кольорового друку, кольорова сублімаційна технологія є ідеальним засобом забезпечення фотографічної якості зображення.

Лазерні технології друку

Домінуючими для лазерних принтерів є електрофотографічна та світлодіодна (англ.: LED, Light Emitting Diode) технології. Електрофотографічна технологія подібна до технології, яка використовується в копіювальних апаратах. У світлодіодній технології в якості оптичного пристрою, що формує зображення, використовуються світлодіоди (історично світлодіодні принтери відносяться до класу лазерних). Світлодіодна технологія, як правило, застосовується в широкоформатних принтерах (до 36 дюймів). Електрофотографічна технологія використовується в настільних і офісних лазерних принтерах. Лазерні принтери (англ.: LaserJet) формують зображення шляхом позиціонування точок на папері (растровий метод). Спочатку сторінка формується в пам'яті принтера і лише потім передається в механізм друку. Растрове представлення символів і графічних образів здійснюється під управлінням контролера принтера. Кожний образ формується шляхом відповідного розташування точок у комірках матриці.

Найпоширеніші лазерні принтери використовують технологію фотокопіювання, яку називають ще електрофотографічною. Вона полягає в точному позиціонуванні точки на сторінці за допомогою зміни електричного заряду на спеціальній плівці з фотопровідного напівпровідника.

Подібна технологія друку застосовується в ксероксах. Принтери фірм HP і MS, наприклад, використовують механізм друку ксероксів фірми Canon. Найважливішим конструктивним елементом лазерного принтера є обертовий фотобарабан, за допомогою якого відбувається перенесення зображення на папір. Фото- барабаном є металевий циліндр, на якому закріплена тонка плівка з фотопровідного напівпровідника. По поверхні барабана рівномірно розподіляється статичний заряд. На тонкий дрот (сітку), який називається коронуючим дротом (коронуючою сіткою), подається висока напруга, яка створює йонізовану область (корону).

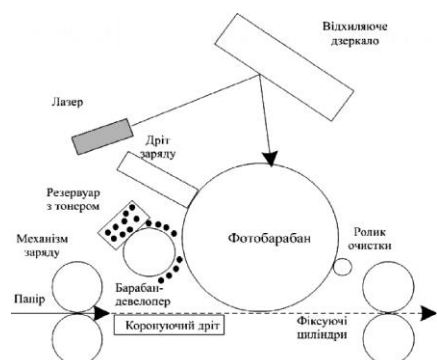


Рисунок 1.37 – Функціональна схема лазерного принтера.

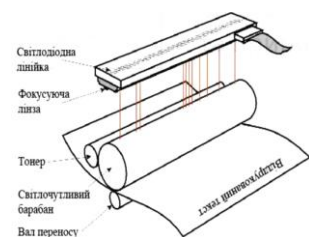


Рисунок 1.38 – Формування зображення за допомогою LED -технологій

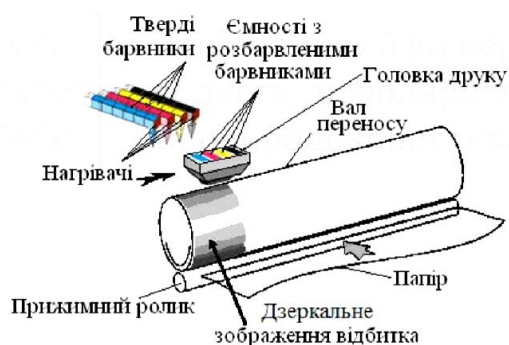


Рисунок 1.39 – Принцип роботи твердочорнилних принтерів.

Лазер, керований мікроконтролером, генерує тонкий світловий промінь, який відбивається від рухомого дзеркала. Цей промінь, потрапляючи на фотобарабан, засвічує на ньому елементарні площадки (точки), і в результаті фотоєфекту в цих точках змінюється електричний потенціал. Для деяких типів принтерів потенціал поверхні барабана зменшується від -900 до +200 В. Таким чином, на фотобарабані виникає копія зображення у вигляді потенціального рельєфу (див. рис. 1.40). За допомогою іншого барабана, який називається девелопером (англ.: developer), на фотобарабан наноситься тонер - найдрібніший фарбувальний пил. Під дією статичного заряду дрібні частинки тонера легко притягуються до поверхні барабана в точках, що піддалися дії променя, і формують на ньому зображення (див. рис. 1.41).

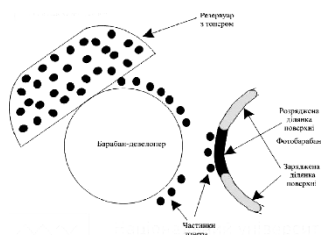


Рисунок 1.40 - Створення копії зображення на фотобарабані.

Лазерні кольорові принтери

При друці на кольоровому лазерному принтері використовуються дві технології. Відповідно до першої, яка широко використовувалась до недавнього часу, револьверний барабан (див. рис. 4.48) повертає по черзі кожен кольоровий картридж (Cyan, Magenta, Yellow, Krimson) до фотовалу. На ньому формується однокольорове зображення, після чого кожен колір збирається транспортною стрічкою, а з неї вже повнокольорове зображення переноситься на папір. Аркуш друкувався за чотири проходи, що, природно, позначалося на швидкості і якості друку. У сучасних моделях в результаті 4-х послідовних прогонів на фотобарабан наноситься тонер кожного з 4-х кольорів. Потім при дотику паперу до барабану на нього наносяться всі 4 фарби одночасно, утворюючи потрібні поєднання кольорів на відбитку. В результаті досягається передача відтінків кольорів майже така, як і при друці на кольорових принтерах з термопресом фарбника.

Світлодіодні принтери

У світлодіодному принтері для засвічування барабана замість лазерного променя, керованого за допомогою системи дзеркал, використовується нерухомий світлодіодний рядок (лінійка), який складається з 2500 світлодіодів. Ним формується не кожна точка зображення, а цілий рядок. Подібно працюють лазерні принтери фірми OKI.

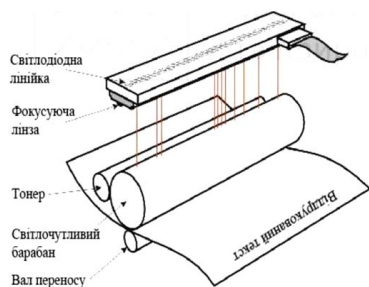


Рисунок 1.41 - Формування зображення за допомогою LED-технології.

Твердочорнильні принтери

Твердочорнильні принтери в своєму складі містять елементи як струменевого так і лазерного принтерів. Як у струменевих принтерів у них соплами головки викидаються краплі розплавлених барвників, але ці краплі потрапляють не прямо на папір. Спочатку вони потрапляють на нагрітий металевий барабан (чимось подібний до барабана-девелопера лазерного принтера), з якого вже переносяться на папір, де і застигають. Завдяки цьому досягається, з одного боку, висока швидкість друку, властива лазерним принтерам, а з іншого - якість виведення зображень, що наближається до офсетного друку.

«Чорнило» в початковому стані - це невеликі тверді воскоподібні забарвлені бруски, кожен - одного з кольорів СМҮК. Брусок кожного кольору має унікальну форму, яка відповідає формі отвору в призначеному для нього відділенні контейнера для чорнила. Таке «формове кодування» практично повністю виключає можливість помилки при заправці принтера чорнилом. У кожне відділення «заряджається» до чотирьох брусків, причому закладати їх можна в будь-який час, навіть

у процесі друку. При закриванні кришки контейнера бруски підтискаються пружинами так, щоб головний брусок в кожному відділенні був щільно притиснутий до керамічної плавильної пластини.

Розплавлене гарячими пластинами чорнило стікає в нагрітій резервуарі друкуючої головки, де підтримується в розплавленому стані. Після заповнення резервуару чорнилом певного кольору відповідна плавильна пластина відключається. З витратою чорнила пластини включаються, підтримуючи необхідний рівень барвників в резервуарах головки.

П'єзоструменева головка з нержавіючої сталі має 1236 сопел і перекриває, на відміну від головок струменевих принтерів, всю ширину друкованої сторінки. Досягнута в сучасних моделях твердочорнильних принтерів роздільна здатність 2400 dpi забезпечується шляхом невеликого (на відстань між сусідніми соплами) горизонтального переміщення головки. П'єзоелементи сопел здатні викидати до 30 млн. крапель в секунду. Завдяки такій конструкції досягається набагато вища, ніж у струменевих принтерів, швидкість друку (до 30 сторінок за хвилину).

Викинуті головкою краплі барвників потрапляють на нагрітій до нижчої, ніж головка, температури обертовий барабан з нержавіючої сталі, на який попередньо за допомогою спеціального валика, що входить до складу комплекту техобслуговування, наноситься тонкий шар силіконового масла. На барабані барвники переходять з рідкого в проміжний еластичний стан.

3D-принтери

3D-принтер - це спеціальний пристрій для виведення тривимірних даних. На відміну від звичайного принтера, який виводить двовимірну інформацію на аркуш паперу або спеціальну гладку поверхню, 3D-принтер дозволяє виводити тривимірну інформацію у вигляді реальних фізичних об'єктів. В основі технології 3D-друку лежить принцип пошарового створення (вирощування) твердої моделі.

За аналогією з пристроями для традиційного друку, існуючі на сьогодні технології 3D-друку можна поділити на дві категорії - лазерні та струменеві.

Лазерні 3D-технології, в основному використовуються при роботі з різноманітними порошками (полімерними та металевими) та рідкими фотополімерами. Струменеві 3D-технології використовуються при друці розплавленим пластиком та порошком. Приведемо приклади деяких із них.

Технологія SLS (англ. : Selective Laser Sintering, селективне лазерне спікання) - технологія 3D-друку, що базується на пошаровому спіканні порошкових полімерних матеріалів. В якості таких матеріалів використовують інженерний пластик, який має відмінні механічні властивості. Ця технологія може успішно застосовуватися як для створення формовок для пластмасового та металевого лиття, так і для виготовлення повнофункціональних моделей.

Характерною особливістю застосування цієї технології є використання двох камер з рухомими платформами (робочої камери та камери для подачі порошку). Герметична робоча камера принтера протягом всього процесу друку заповнена інертним газом. Особливість інертних газів полягає в тому, що вони не вступають в хімічну реакцію з матеріалами деталі, яка друкується. Тому використання інертного газу дозволяє запобігти хімічним реакціям повітря з матеріалом заготовки, що істотно покращує її фізичні і механічні властивості.

Принцип створення моделей за технологією SLS наступний (див. рис. 1.42):

1. Тонкий шар порошкоподібного робочого матеріалу, що знаходиться у відповідній камері, переноситься на робочу платформу рівномірним тонким шаром за допомогою спеціального ролика - розрівнювача порошку.
2. Лазерний промінь, спрямування якого варіюється рухомим дзеркалом, окреслює на нанесеному шарі порошку перший переріз моделі. Оскільки лазерний промінь є сфокусованим джерелом тепла, відбувається спікання гранул матеріалу, в результаті якого на тому місці, де проходив лазерний промінь, утворюється твердий полімер. Таким чином, на цьому етапі формується перший шар майбутньої деталі.
3. Рухома платформа робочої камери опускається вниз (як правило, на декілька десятих міліметра) для того, щоб можна було нанести наступний шар матеріалу поверх затверділого. Одночасно рухоме дно в камері для подачі порошку піднімається вгору.

4. За допомогою розрівнювача рівномірно наноситься наступний шар порошку в робочій камері поверх попереднього. Під дією лазера новий шар твердіє і спікається з попереднім.
5. Весь процес повторюється доти, доки не буде готова вся модель. Таким чином, роздрукована деталь ніби вирощується знизу вгору.

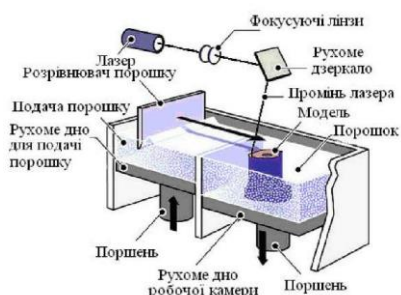


Рисунок 1.42 - Технологія SLS в 3D-принтері.

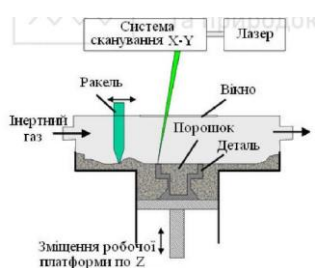


Рисунок 1.43 - Технологія SLM в 3D-принтері.

Технологія SLM (англ.: Selective Laser Melting, селективне лазерне плавлення) - технологія 3D-друку, що дозволяє створювати металеві моделі практично будь-якої складності та геометрії шляхом пошарового плавлення порошків або пудр металів і сплавів. До подібних матеріалів відносяться титан, нержавіюча сталь, хром, інструментальна сталь і сплави кобальту та хрому. Робоча область виробничих SLM 3D-принтерів є герметичною камерою, заповненою в процесі друку інертним газом.



Рисунок 1.45 - - Технологія SLA в 3D-принтері.

Після завершення друку об'єкт занурюють у ванну зі спеціальними розчинами для очищення готової моделі. І, нарешті, після цього відбувається фінальне опромінення світлом для остаточного затвердіння. Як і багато інших методів, SLA вимагає зведення підтримуючих структур моделі, які вручну видаляються після завершення друку.

Через складність процесу твердіння фотополімерів накладаються жорсткі двосторонні обмеження на компоненти і технологію процесу. Наприклад, чим гущіша смола спочатку, тим

легше її перевести в полімерний стан, і тим гірші її гідромеханічні властивості. Чим більша концентрація в смолі фотоініціатора, тим менше часу потрібно малопотужному лазеру для засвічення, але тим менший час життя у всього об'єму смоли, оскільки він схильний до фонового засвічення. Саме золота середина в технології та компонентах є «ноу-хау» кожного виробника принтерів.

Технологія 3DP.

Ця технологія відноситься до струменевих 3D-технологій. В якості будівельного матеріалу для створення або «виращування» тривимірної моделі використовується композитний порошок, подібний до гіпсу. Технологія 3DP подібна до SLS, але з використанням струменевої (виробництва HewlettPackard), а не лазерної, головки. Замість чорнила така головка використовує клейову суміш (часто з добавкою барвника для отримання кольорових моделей) як зв'язуючу речовину. Клей виготовляється на водній основі, так як і звичайне чорнило для термоструменевого друку. Принцип роботи такого принтера наступний:

1. Тонкий шар композиту, що знаходиться у камері подачі матеріалу, переноситься на робочу платформу рівномірним тонким шаром за допомогою спеціальної осі принтера.
2. Головка переміщується над шаром порошку і наносить на поверхню малюнок поперечного перерізу майбутньої тривимірної моделі. Процес фактично ідентичний звичайному струменевого друку, з тією відмінністю, що роль паперу відіграє порошок, а замість чорнила використовується клей.
3. Після друку одного поперечного перерізу моделі дно камери опускається на товщину шару порошку для підготовки наступного шару, після чого процес повторюється: засипається новий шар порошку, по якому клеєм друкується малюнок наступного перерізу моделі.
4. Клей скріплює частинки порошку, формуючи в камері об'ємну фігуру, створену з віддрукованих поперечних перерізів вихідної тривимірної моделі. Коли останній шар-переріз віддрукований, принтер спочатку нагріває камеру з порошком, щоб висушити клей, потім незакріплений клеєм порошок відкачується назад в смітник, з якої він подавався. Результат друку у вигляді завершеної моделі залишається на дні камери.

Після завершення друку необхідно виконати друкарську обробку моделі: видалити залишки незакріплених частинок порошку струменем повітря, а з важкодоступних ділянок - пензликом, потім просочити поверхню спеціальною клеєвою сумішшю для заповнення раковин на поверхні і надання моделі більшої твердості (або інших властивостей в залежності від призначення моделі). В якості клеєвої суміші для просочення виробу найчастіше використовується ціаноакрилат («суперклей»), водний розчин гептагідрату сульфату магнію («англійська сіль»), або суміш на основі епоксидної смоли. Для отримання гнучкої моделі для післяпечатного просочування поверхні застосовується поліуретановий еластомір. В результаті застосування цього матеріалу модель отримується міцною і гнучкою одночасно (що важливо, наприклад, при друці взуття).

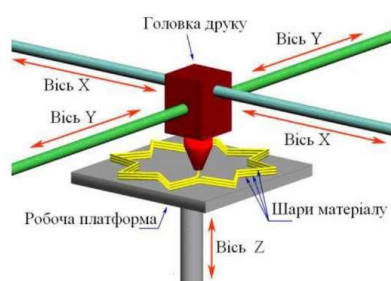


Рисунок 1.46 - Принцип роботи екструзійного 3D-принтера.

ЛЕКЦІЯ 2

МАТЕРІАЛИ КОМП'ЮТЕРНОЇ ТЕХНІКИ. МЕХАНІЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Міжатомні сили

Існує дві категорії міжатомних сил, енергії які можна оцінити за теплою сублимації L . До першої відносять сили хімічного зв'язку, до другої – сили Ван-дер-Ваальса. Нижче (табл. 2.1) наведені теплоти сублимації для елементів 3-го періоду системи елементів (Na-Si), що мають (s-p)-електрони. Зі збільшенням їх кількості зростає енергія сублимації матеріалу. Це вказує на те, що (s-p)-електрони є валентними. У перехідних елементах 4-го періоду – Fe, Co, Ni – енергія сублимації вища, ніж в інших елементів. Це вказує на участь d-електронів в утворенні хімічного зв'язку. В наступних за ними елементах – Zn-As – значення теплоти сублимації зростає зі збільшенням валентності до $v = 4$ у Ge, а при переході до тривалентного As – зменшується. Мідь у цьому ряді займає проміжне положення, що можна пояснити збудженням та участю d-електронів у зв'язку.

Таблиця 2.1 – Енергії сублимації деяких кристалів

Кристал L (ккал/моль)	Na 25,9	Mg 35,2	Al 78,7	Si 108	Ne 0,42	Ar 2,03	N ₂ 1,86	CH ₄ 2,70
Кристал L (ккал/моль)	Fe 99,6	Co 102	Ni 102,5	Cu 80,6	Zn 31	Ga 65,2	Ge 90,5	As 38,5

Енергії сублимації кристалів неону та аргону майже на два порядки менші, ніж у металів. Це пояснюється заповнюванням валентної оболонки в атомах цих елементів з утворенням стійкої конфігурації s^2p^6 і відсутністю валентних електронів. Порушення цієї оболонки вимагає великої витрати енергії, про що свідчать високі значення потенціалів іонізації благородних газів.

Електрична природа міжатомних сил зв'язку

Кулонівська енергія взаємодії двох елементарних електричних зарядів, зокрема іонів, на відстані 0,3 нм, що відповідає середній відстані між атомами в молекулах і кристалах, дорівнює

$$U_1 = -e^2/4\pi r = -8 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = -5 \text{ еВ}. \quad (2.1)$$

Отримане значення відповідає енергії сублимації $4,81 \cdot 10^5$ Дж/моль, що характерно для металів і ковалентних кристалів а також для іонних кристалів, тобто енергії хімічного зв'язку, що виникає між атомами з валентними електронами. Знайдемо енергію взаємодії двох диполів з електричним моментом

$$\mu = ex,$$

де плече диполя x візьмемо 0,02 нм:

$$U_2 = -2\mu^2 / r^3 = -7,5 \cdot 10^{-21} \text{ Дж}. \quad (2.2)$$

Результат відповідає енергії сублимації $4,44 \cdot 10^3$ Дж/моль, що характерно для кристалів з Ван-дер-ваальсовим типом зв'язку – Ar, Ne. Наведені оцінки показують, що міжатомні взаємодії, що приводять до утворення молекул і кристалів, мають електричну природу в різних її проявах.

Сили Ван-дер-Ваальса

Для розуміння природи сил Ван-дер-Ваальса потрібно з'ясувати причину виникнення в атомах електричних диполів. У вільних атомах центри ваги позитивного і негативного зарядів збігаються. Як наслідок, вони не мають дипольного моменту. В електричному полі напруженістю E атом поляризується, центри позитивного і негативного зарядів перестають збігатись, атом набуває індукованого дипольного моменту:

$$\mu = ex = \alpha E, \quad (2.3)$$

де x – зміщення заряду (плече диполя), α – поляризованість.

При малих зміщеннях квазіпружна сила, що повертає заряди у вихідний стан, дорівнює

$$kx = eE, \quad (2.4)$$

звідки можна визначити коефіцієнт зв'язку

$$k = \frac{e^2}{\alpha}. \quad (2.5)$$

Якщо зняти зовнішнє поле, то в атомі виникнуть гармонічні електричні коливання з частотою

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2}{\alpha m}}. \quad (2.6)$$

Отже, вільні атоми становлять диполі, що осцилюють. Унаслідок квантової природи ці диполі мають нульову енергію

$$E_0 = \frac{h\nu}{2}$$

з осцилюючим електричним моментом. Усереднений за часом дипольний момент вільного атома дорівнює нулю. При зближенні атомів починається їх взаємодія, що приводить до зняття виродження коливань за частотами. Початкова частота коливань розщеплюється на дві частоти:

$$\nu = \nu \pm \Delta\nu.$$

У квантовій механіці енергії осциляторів ($E = h\nu$) пропорційні частотам. Тому в системі двох взаємодіючих осциляторів виникають два енергетичні рівні: один із більшою енергією, інший – з меншою порівняно з рівнем, що відповідає сумарній енергії вільних осциляторів. Більш низький рівень відповідає виникненню сил притягання між електрично нейтральними атомами. Так можна пояснити походження сил Ван-дер-Ваальса. Сили Ван-дер-Ваальса неспрямовані й ненасичені, тому кристали благородних газів утворюють високосиметричні кристалічні структури (ГЦК). Органічні молекули в більшості випадків мають складну асиметричну форму. Щільне пакування таких молекул приводить до утворення низькосиметричних моноклінних і триклінних кристалічних структур. Сили Ван-дер-Ваальса універсальні. У випадках, коли в атомів є валентні електрони і між ними виникають хімічні зв'язки, енергія розглянутого типу взаємодії теж наявна, однак вона становить невелику частину загального балансу енергії міжатомної взаємодії.

Ковалентний зв'язок

Ковалентний зв'язок утворюється внаслідок усупільнення валентних електронів сусідніх атомів. Для розрахунку енергії ковалентного зв'язку використовують варіаційний метод розв'язання стаціонарного рівняння Шредінгера:

$$\hat{H}\psi = U\psi, \quad (2.7)$$

де \hat{H} – оператор Гамільтона системи; U – її повна енергія; ψ – хвильова функція, що залежить від координат усіх частинок системи. Помножимо обидві частини рівняння (2.7) на спряжену хвильову функцію ψ^* і проведемо інтегрування за всім об'ємом. Тоді для енергії системи одержимо вираз

$$U = \frac{\int \psi^* \hat{H} \psi d\tau}{\int |\psi|^2 d\tau}, \quad (2.8)$$

у якому гамільтоніан системи \hat{H} відомий, але для обчислення енергії потрібно знати вигляд хвильової функції ψ . Оскільки точний розв'язок рівняння (2.7) для молекул неможливий, підбирають наближені вирази для хвильової функції, виходячи з умови задачі, та підставляють їх у співвідношення (2.8). Кращою наближеною хвильовою функцією з цього класу функцій вважають ту, для якої значення повної енергії системи буде найменшим. Мінімальне значення ψ знаходять, варіюючи за параметром, що характеризує обраний клас хвильових функцій. Для двохатомної молекули хвильова функція ψ , що описує рух валентних електронів у полі двох атомів а і б, повинна бути водночас (але в різних областях простору) подібною до атомних хвильових функцій ψ_a і ψ_b , які вважають відомими. Із цієї причини хвильову функцію молекули можна подати у вигляді суперпозиції – лінійної комбінації – атомних хвильових функцій атомів, узятих з відповідною вагою:

$$\psi = c_a \psi_a + c_b \psi_b = N(\psi_a + \lambda \psi_b). \quad (2.9)$$

Коефіцієнти c_a і c_b характеризують частину внеску кожної атомної орбіти. Хвильові функції вигляду (2.9) описують рух як валентних електронів, так і електронів атомних «остовів». В останньому випадку беруть для остова атома - а

$$c_a = 1, c_b = 0,$$

а для остова атома - б

$$c_a = 0, c_b = 1.$$

З умови нормування хвильової функції

$$\int |\psi|^2 d\tau = 1$$

знайдемо співвідношення між коефіцієнтами

$$c_a^2 + c_b^2 = 1 \quad (2.10)$$

$$i \text{ відповідно } N = (1 + 2\lambda S + \lambda^2)^{-1/2}. \quad (2.11)$$

До цих виразів входить величина

$$S = \int \psi_a \psi_b d\tau \quad (2.12)$$

яка називається інтегралом перекриття. При достатньому віддаленні атомів а і б один від одного перекриття їх хвильових функцій відсутнє і $S = 0$. При зближенні атомів величина S зростає, залишаючись у межах $S < 1$ при використанні нормованих атомних функцій ψ_a і ψ_b . При $r = 0$ («об'єднані» атоми) $S = 1$.

Підставляючи співвідношення (2.12) в (2.11), знайдемо вираз для повної енергії двохатомної системи:

$$U = \frac{c_a^2 E_a + 2c_a c_b \beta + c_b^2 E_b}{c_a^2 + 2c_a c_b S + c_b^2}, \quad (2.13)$$

$$\text{де } \beta = \int \psi_a^* \hat{H} \psi_b d\tau - \quad (2.14)$$

резонансний інтеграл; величини

$$E_a = \int \psi_a^* \hat{H} \psi_a d\tau, E_b = \int \psi_b^* \hat{H} \psi_b d\tau \quad (2.15)$$

це частини енергії молекули, привнесені атомними функціями, але не атомні енергетичні рівні, тому що до (2.13) входить гамільтоніан молекули, а не окремих атомів. При збільшенні відстані між атомами величини

E_a і E_b

прямують до значень енергій незбуджених атомних рівнів.

Далі підбирають значення коефіцієнтів c_a і c_b у співвідношенні (2.14) таким чином, щоб енергія молекули U , була мінімальною. Умови екстремуму енергії мають вигляд

$$\partial U / \partial c_a = 0, \quad \partial U / \partial c_b = 0.$$

Ці умови приводять до двох рівнянь

$$\begin{aligned} c_a(E_a - E) + c_b(\beta - ES) &= 0, \\ c_a(\beta - ES) + c_b(E_a - E) &= 0, \end{aligned} \quad (2.16)$$

де E – екстремальне значення енергії.

Розв'язок системи (3.21) приводить до квадратичного рівняння

$$(E_a - E)(E_b - E) - (\beta - ES)^2 = 0, \quad (2.17)$$

з якого визначають енергію E . Знаючи E , з будь-якого рівняння (2.16) знаходять відношення коефіцієнтів

$$\lambda = c_b / c_a$$

Для симетричної двохатомної молекули A_2 , утвореної однаковими атомами, наведені вище співвідношення спрощуються. Якщо

$$E_a = E_b,$$

одержуємо

$$\lambda^2 = 1 \text{ і } \lambda = \pm 1.$$

Звідси випливає, що при суперпозиції двох атомних хвильових функцій утворюються два різновиди молекулярних функцій:

симетрична $\psi_1 = \psi_a + \psi_b$ та антисиметрична $\psi_1 = \psi_a - \psi_b$.

Із (2.17) знаходять енергію двохатомної молекули:

$$E_1 = \frac{E_a + \beta}{1 + S} \text{ і } E_2 = \frac{E_a - \beta}{1 - S}. \quad (2.18)$$

Тут, так само, як і у випадку диполів, при взаємодії двох атомів знімається виродження, і атомні рівні з однаковою енергією розщеплюються. Енергія одного рівня зменшується, а іншого підвищується порівняно з рівнем вільних атомів. Зниження одного з молекулярних рівнів показує, що при зближенні атомів і перекритті хвильових функцій валентних електронів загальна енергія системи зменшується, що відповідає виникненню сил притягання між атомами. Оскільки $\beta < 1$, то нижній молекулярний рівень описується симетричною комбінацією атомних орбіт

$$\psi_1 = \psi_a + \psi_b,$$

а верхній – антисиметричною. Оскільки

$$S > 0, E_a - E_1 < E_2 - E_a$$

(отже, верхній рівень E_2 підвищується швидше, ніж знижується нижній E_1). В результаті утворюється молекула. Гайтлером і Лондоном була розв'язана квантовомеханічна задача для молекули водню. Як наслідок, були розкриті незрозумілі раніше властивості насиченості й спрямованості ковалентних зв'язків. Молекулярні рівні заповнюються валентними електронами атомів так само, як заповнювалися рівні (квантові комірки) у багатоелектронних атомах. Спочатку заповнюються нижні рівні, при цьому на кожному рівні розміщується не більше двох електронів. Заняття молекулярних рівнів парами електронів приводить до компенсації спінових і орбітальних моментів. Це пояснює той факт, що більшість двохатомних молекул H_2 , Li_2 , N_2 , F_2 діамагнітні. Цікавим винятком є парамагнітна молекула O_2 , яка має власний момент, що дорівнює двом магнетонам Бора. На рис. 2.1 показаний розподіл 16 електронів, які займають усі нижчі молекулярні рівні аж до рівня π_{2p} , на який припадає два електрони.

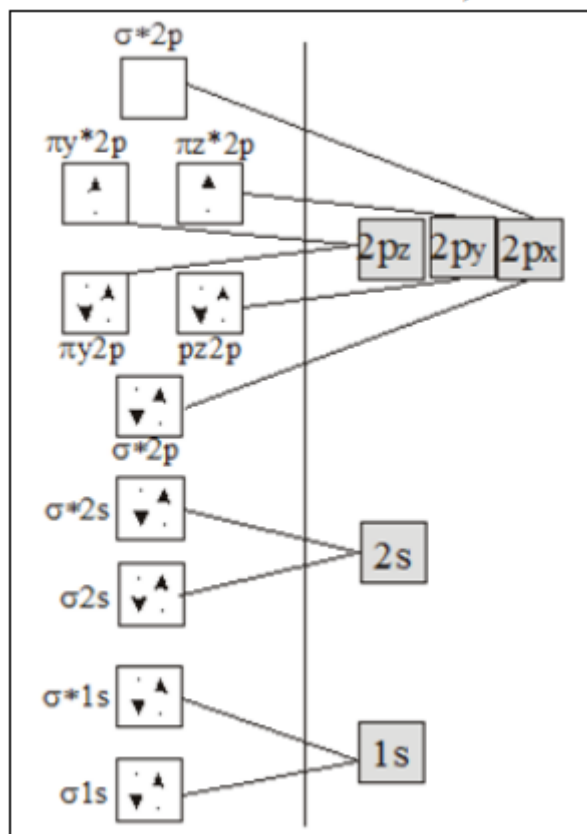


Рисунок 2.1 – Схема енергетичних рівнів двохатомних молекул типу A2

Цей рівень двократно вироджений і містить дві комірки. Ці комірки займають два електрони з паралельною орієнтацією спінів, утворюючи максимальний сумарний спін. Зв'язки, для яких електронна густина концентрується вздовж або перпендикулярно до осі молекули, називаються відповідно σ - і π -зв'язками. Пояснення парамагнетизму молекули кисню стало великим успіхом квантової теорії молекул. Розглянемо взаємодію двох атомів гелію, в яких є той самий валентний рівень $1s$, що й у атомів водню. Проте в гелії на відміну від водню на цьому рівні знаходиться пара електронів. Для утворення молекули He_2 на молекулярних рівнях потрібно розмістити чотири електрони, два з яких розміщуються на зв'язувальному рівні E_1 , а два інші можна розмістити лише на рівні E_2 , що розщеплюється. Останнє енергетично не вигідне, оскільки енергія відштовхування зменшує глибину мінімуму кривої E_1 , навпаки, збільшує підйом кривої E_2 . Сумарна енергія молекули He_2 , що відлічується від рівня E , $E_2 - E_1$ (на один атом) більше енергії E . Тому гелій утворює одноатомний газ, а водень – двохатомний молекулярний газ H_2 . У випадку фтору молекулярні рівні утворюються з p -рівня атомів фтору. На зв'язувальному рівні розміщуються обидва електрони від двох атомів фтору. Виникає молекула F_2 з насиченим зв'язком.

Спосіб, за допомогою якого електростатичним силам вдається з'єднати воєдино атоми у ковалентні кристали, виявляється значно більш складним, ніж просте електростатичне притягання між точковими іонами або ван-дер-Вальсовою взаємодією. Припустимо, що група атомів вуглецю розміщена у вузлах кристалічної ґратки алмазу, але стала цієї ґратки настільки велика, що енергія зв'язку дорівнює нулю. Зв'язок з'являється тоді, коли енергія системи може бути знижена за рахунок зменшення сталої ґратки до величини, що спостерігається експериментально. Якщо зменшувати сталу ґратки матеріалу, то в деякий момент виникає перекриття хвильових функцій із центрами в різних вузлах. Якщо б зовнішні атомні оболонки були заповненими (як в атомах інертного газу або іонах, з яких складається іонний кристал), то подібне перекриття привело б до виникнення короткодіючого відштовхування між ядрами атомів і збільшило б енергію порівняно з її значеннями, характерними для ізолюваних атомів. Однак відштовхування ядер при перекритті заповнених атомних оболонок обумовлене принципом Паулі, а також тим, що при заповнених

зовнішніх оболонках вільні електронні рівні лежать набагато вище за молекули. Якщо ж зовнішні електронні оболонки заповнені лише частково (як у вуглеці), то при перекритті хвильових функцій сусідніх атомів електрони зовнішніх оболонок можуть із більшою свободою змінювати своє розміщення, оскільки вони можуть переходити на інші рівні із близькою енергією, що належить до тієї самої оболонки. Виявляється, що в цих умовах перекриття зовнішніх оболонок звичайно приводить до зниження повної електронної енергії, при цьому електрони формують рівні, які не локалізовані поблизу окремого іонного остова. Просте пояснення цього відсутнє. Чим менше локалізована електронна хвильова функція, тим меншим може бути максимальний імпульс електрона відповідно до принципу невизначеності й тому тим нижчою є кінетична енергія електронів. Поряд із цим необхідно врахувати зміну потенціальної енергії для менш локалізованих рівнів. У результаті звичайно відбувається зниження енергії системи.

Металевий зв'язок

В атомах металів відбувається забудова порожньої валентної оболонки, у якій залишається багато вакантних енергетичних рівнів. Ця обставина знімає обмеження з насиченості, яке є характерним для ковалентного зв'язку. Як наслідок, металічний зв'язок утворюється атомами з невеликим числом валентних електронів. У кожному ковалентному зв'язку електронна пара, що здійснює зв'язок, усупільнюється двома сусідніми атомами. Металічний зв'язок, на відміну від ковалентного, – ненасичений і неспрямований. Атом металу прагне утворити якнайбільше число зв'язків; у результаті виникає кристал із щільним упакуванням атомів. У металі валентні електрони усупільнюються кристалом у цілому. Отже, метал становить структуру позитивно заряджених атомних іонів, занурених в електронну фермі-рідину (електронний газ).

Зв'язок у металевих кристалах

Щоб одержати грубу теорію зв'язку в лужних металах, ми повинні додати до кінетичної енергії електронного газу повну електростатичну потенціальну енергію. Вона містить, зокрема, енергію притягання між позитивно зарядженими іонами й негативно зарядженим електронним газом, без якої метал взагалі не міг би існувати у зв'язаному стані. Будемо розглядати іони в лужних металах як точкові заряди, локалізовані у вузлах ОЦК-ґратки, а електрони – як постійний компенсуючий фон негативно заряду. Повна електростатична енергія на один атом для такого розподілу може бути розрахована за допомогою методів, що використовуються при побудові елементарної теорії іонних кристалів. Результат для ОЦК-структури оцінюється як

$$U_{\text{електр}} = -24,3 \left(\frac{a_0}{r_v} \right) eV / \text{атом}, \quad (2.19)$$

де r_v – радіус сфери Вігнера – Зейца (об'єм, що припадає на один електрон, дорівнює

$$4\pi r_v^3 / 3;$$

a_0 – борівський радіус

$$(a_0 = \hbar^2 / me^2 = 0,529 \cdot 10^{-8} \text{ см})$$

характеризує радіус атома водню в основному стані й часто використовується як масштаб під час вимірювання атомних відстаней). Електрична енергія притягання повинна зрівноважувати електронну кінетичну енергію при розрахунку на один атом. Оскільки в лужних металах є по одному вільному електрону на атом, то кінетична енергія оцінюється через енергію Фермі E_F як

$$U_{\text{кин}} = \frac{3}{5} E_F = 30,1 \left(\frac{a_0}{r_v} \right) eV / \text{атом}. \quad (2.20)$$

Крім зазначених видів енергії необхідно враховувати так звану обмінну енергію, що виникає внаслідок взаємодії тотожних частинок-електронів і не має простого класичного тлумачення:

$$U_{обм} = -12,51 \frac{a_0}{r_v} eB / атом. \quad (2.21)$$

Відмітимо, що обмінна енергія становить приблизно половину електростатичної енергії. Це показує, що електрон-електронна взаємодія відіграє важливу роль у металічному зв'язку і повинна бути врахована в будь-якій послідовній теорії зв'язку. Загальна енергія зв'язку на один атом дорівнюватиме

$$U = U_{електр} + U_{кін} + U_{обм} = 30,1 \left(\frac{a_0}{r_v} \right)^2 - 36,8 \frac{a_0}{r_v} eB / атом \quad (2.22)$$

Мінімальне значення енергії можна знайти, мінімізуючи отриманий вираз відносно r_v і підставляючи отримане відношення $\frac{a_0}{r_v} = 1,63$ у (2.22). Цей результат на порядок перевищує

експериментальне значення енергії зв'язку для натрію, що свідчить про труднощі опису зв'язку в металах за допомогою простих моделей. Спрощуючи модель, зокрема, вважаючи іони точками, ми нехтуємо принаймні двома важливими ефектами. Якщо іон має відмінний від нуля радіус, газ електронів провідності практично не здатний проникнути в ту частину об'єму металу, що займає іонний кістяк. Це означає, що густина електронного газу буде вищою, ніж ми вважали, тому його кінетична енергія також виявляється більш високою. Крім того, оскільки електронам провідності недоступні області, зайняті іонами, вони не можуть підходити так близько до позитивно заряджених іонів, як передбачалося в моделі, на основі якої отримано співвідношення (2.22). Тому варто очікувати, що електростатична енергія буде «менш негативною», ніж це було знайдено. Обидва ефекти повинні приводити до зростання зрівноваженого значення

$$r_v / a_0$$

зі збільшенням радіуса іона. Таким чином, на сьогодні існують наближені методи розрахунку енергії зв'язку кристалів, використання яких дає результати, що задовільно погоджуються з експериментальними даними.

Ковалентні кристали

Відомо що ковалентні зв'язки насичені й спрямовані. У структурах з ковалентно зв'язаними атомами, координаційне число визначається кількістю ковалентних зв'язків, число яких, у свою чергу, визначається валентністю атома. Атоми з ковалентними зв'язками та валентністю 1, 2, 3, 4 не утворюють щільних пакувань частинок. Одновалентні атоми утворюють лише двохатомні молекули (рис. 2.8 а).

Наприклад, кристали ромбічної сірки побудовані із зигзагоподібних комплексів, складених з 8 атомів. Такі самі комплекси утворює моноклінний селен (див. рис. 2.2 в, г). Для тривалентних атомів можливі пірамідальна і плоска конфігурації (рис. 2.3 а, б). Пірамідальні конфігурації спостерігаються в ромбодрічних кристалах миш'яку, сурми, вісмуту. Плоскі конфігурації атомів утворюються в графіті. Чотиривалентні атоми утворюють тетрадрічні високосиметричні зв'язки, що приводить до структур координаційного типу. Таку структуру (структура типу алмаза) має ізоморфна група речовин (алмаз, Si, Ge, α -Sn).

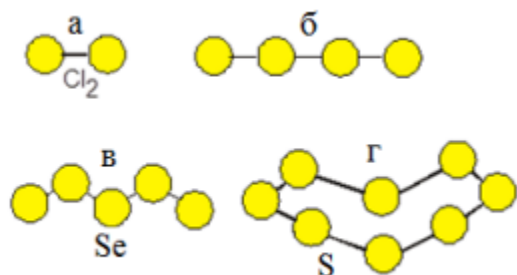


Рисунок 2.2 – Конфігурації атомів із валентністю 1 (а) та 2 (б, в, г).

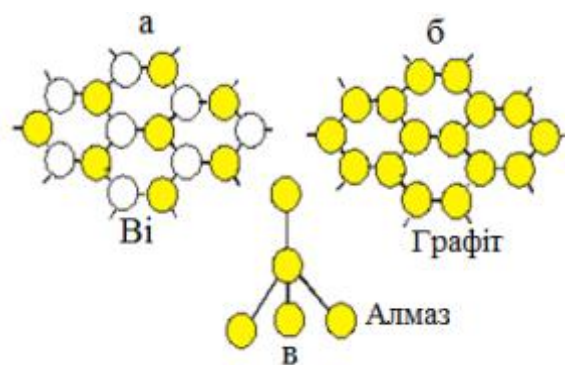


Рисунок 2.3 – Конфігурації атомів із валентністю 3 та 4.

Усі кристали з ковалентними зв'язками за структурною ознакою можна розділити на чотири типи: 1) координаційні, 2) шаруваті, 3) ланцюгові, 4) острівні (молекулярні). Геометрія структури, що лежить в основі цієї класифікації, відбиває анізотропію зв'язків і, у свою чергу, проявляється в анізотропії властивостей кристалів.

Енергія зв'язку ковалентних кристалів і металів

У ковалентних кристалах і металах розподіл валентних електронів значно відрізняється від існуючого в ізольованих атомах або в ізольованих іонах цих речовин. Отже, для розрахунку їх енергії зв'язку не можна обмежитись обчисленням класичної потенціальної енергії системи недеформованих атомів або іонів. Навіть найпростіші розрахунки повинні тепер містити в собі обчислення рівнів енергії валентних електронів за наявності періодичного потенціалу іонних кістяків. Із цієї причини для таких систем не існує моделі зв'язку, що була б порівнянна за своєю простотою з описаними вище моделями молекулярних та іонних кристалів. Під час проведення розрахунків із аналогічною точністю тут використовують складні квантовомеханічні методи. Тому обмежимося лише загальними якісними зауваженнями про ковалентні кристали та наведемо ряд грубих і досить приблизних оцінок для металів, ґрунтуючись на моделі вільних електронів.

Будова монокристалів і полікристалів

Дослідження показують, що монокристали реальних речовин мають блокову структуру. Розміри блоків становлять від 10^{-4} до 10^{-1} см. Ці блоки, які називаються областями когерентного розсіювання, або блоками мозаїки, можна вважати ідеальними монокристалами. Блоки розділені малокутовими межами. Кутова дезорієнтація блоків один відносно іншого має величину від десятків секунд до часток градуса. Полікристалічні речовини – це зросток монокристалів, які, у свою чергу, складаються з областей когерентного розсіювання. Ці монокристали, або зерна (кристаліти), розділені багатокутовими межами (кутова орієнтація зерен у полікристалі довільна). Мало- та багатокутові межі належать до двовимірних структурних дефектів матеріалів. При

хаотичному розміщенні зерен фізичні властивості речовини у будь-якому напрямку усереднюються, тому полікристалічні матеріали мають ізотропні (такі, що не залежать від напрямку) властивості. За наявності в полікристалі переважної кристалографічної орієнтації зерен (кристалографічної текстури) анізотропні властивості монокристалів тією чи іншою мірою передаються полікристалу. Порушення упорядкованості структури матеріалів за рахунок дезорієнтації кристалітів і блоків сильно впливає на так звані транспортні властивості кристалічних речовин. Це властивості, пов'язані з перенесенням маси, заряду, енергії або імпульсу (дифузія, електро- і теплопровідність, пластичність, каналювання частинок, інтерференція хвиль та ін.). У зв'язку з цим прийнято всі властивості речовин умовно поділяти на структурно-чутливі та структурнонечутливі. До останніх належать такі фізичні характеристики речовини, як густина, теплоємність, пружні властивості тощо. Чутливість цих властивостей до наявності структурних дефектів невелика.

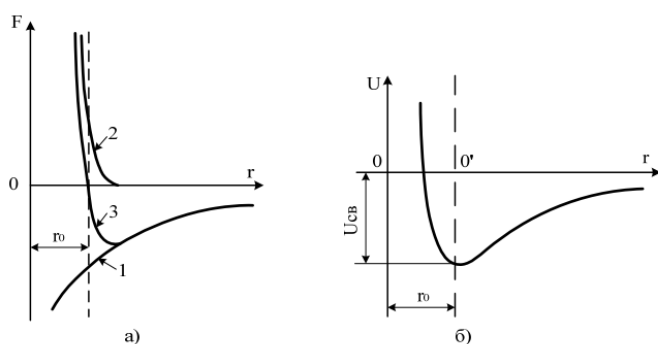


Рисунок 2.4 – Залежність сили взаємодії (а) і потенціальної енергії взаємодії атомів (б) від відстані між ними.

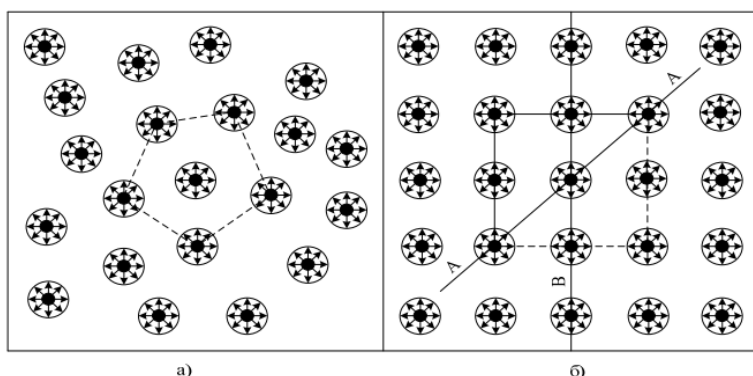


Рисунок 2.5 – Розташування частинок в рідинах (а) і твердих кристалічних тілах (б)/

Рідкі кристали

Рідкі кристали – це проміжні (мезоморфні) фази, що мають одночасно властивості кристала – анізотропію і рідини – текучість. Рідкі кристали задовольняють термодинамічне поняття фази. Вони існують у визначеному температурному інтервалі, нижче за який кристалізуються в цілком упорядкований кристал, а вище «плавляться» в ізотропну рідину. Рідкі кристали є молекулярними речовинами і мають структурну впорядкованість, проміжну між кристалічною та рідинною. Фізичними властивостями рідких кристалів, унаслідок рухливості їх структури, легко керувати, і це одна з причин їх великого теоретичного й практичного значення. На сьогодні відомо більше десяти тисяч речовин, що мають рідкокристалічні властивості. Відкриття рідкокристалічного стану належить австрійському ботаніку Ф. Рейнітцеру, який у 1888 р., нагріваючи отримані їм кристали нової речовини – холестерилбензоату, винайшов, що при температурі 418 К вони плавляться,

перетворюючись у мутну в'язку рідину. При подальшому нагріванні до 452 К речовина просвітлюється, стаючи прозорою і менш в'язкою. Перші дослідження цього явища проводив фізик О. Леман, якому і належить термін «рідкі кристали» (надалі з'явилися синоніми – мезофаза, анізотропні рідини та ін.). Необхідно відмітити, що ще в 1861 р. професор Львівського університету Планер опублікував статтю «Нотатка про холестерин». У цій роботі відмічалось, що холестерин хлорид при охолодженні після плавлення виявляє в падаючому світлі яскраво-фіолетовий колір, а при подальшому охолодженні знову повертається в кристалічний стан. Однак якогось значення цьому явищу Планер не надав. У 1922 р. була запропонована класифікація рідких кристалів, що містила нематичні, смектичні та холестеричні фази. Зусиллями вчених різних країн, зокрема й вітчизняних, усебічно досліджувалися фізичні властивості рідких кристалів. Так, у 30-х роках у Ленінграді група вчених на чолі з В. К. Фредеріксом і В. Н. Цветковим проводила досить ґрунтовні дослідження, у результаті яких були закладені основи фізики, фізико-хімії та електрооптики рідких кристалів. Основний електрооптичний ефект у нематиках – переорієнтація молекул з позитивною діелектричною анізотропією в електричному полі – й у нас у країні, і за кордоном так і називається – «ефект Фредерікса», а величину, що характеризує ступінь орієнтаційного впорядкування в нематиках, називають «параметром порядку за Цветковим». На початку 30-х років минулого століття К. Озесн заклав основи континуальної (феноменологічної) теорії мезофази. У 1959 р. В. Майєр і А. Заупе запропонували молекулярно-статистичну теорію нематичної мезофази. Однак рідкі кристали до того часу викликали чисто академічний інтерес і не знаходили практичного застосування.

У 1963 р. у США був зареєстрований патент, де пропонувалося використовувати найважливішу властивість холестеричних кристалів – зміну кольору з температурою для візуалізації теплових полів. Інтерес до рідких кристалів помітно зріс. У 1968 р. американські вчені відкрили принципово новий шлях створення індикаторів для систем відображення інформації, що базується на використанні електрооптичних ефектів у нематичних рідких кристалах. Це викликало величезну кількість робіт і з синтезу нових мезогенних речовин, і з теорії рідкокристалічного стану, і з дослідження фізичних властивостей мезофаз, і з розробленням конкретних пристроїв, комірок, дисплеїв. За кілька років був пройдений шлях від перших індикаторів для електронних годинників до екранів з кольоровим рухомим зображенням. У зв'язку з мізерно малим споживанням енергії рідкі кристали є поки що найбільш ефективними і практично незамінними матеріалами для малогабаритних портативних пристроїв з автономними джерелами живлення. Установлено, що структура та властивості рідких кристалів насамперед визначаються тим, що їх молекули мають подовжену форму. Між молекулами діють два типи зв'язків: бічні й кінцеві. Бічні зв'язки приводять до паралельної орієнтації молекул, а кінцеві прагнуть зорієнтувати їх у ланцюжки. Паралельна орієнтація молекул викликає анізотропію, а слабкість молекулярної взаємодії пояснює появу текучості. У нематичних (від грецького «німа» – нитка) рідких кристалах осі молекул орієнтуються паралельно одна одній, тоді як самі молекули довільно зміщені одна відносно одної (рис. 2.16). У результаті в речовині виникає лінійна орієнтація молекул. Нематики оптично одновісні й позитивні. Швидкість поширення світла паралельно оптичній осі, що збігається з напрямком осей молекул, більше швидкості поширення світла перпендикулярно до осі ($V_{\omega} > V_{\varepsilon}$). Звідси для показників заломлення звичайного n_{ω} і незвичайного n_{ε} променів маємо співвідношення $n_{\omega} < n_{\varepsilon}$, що характеризує оптично позитивні кристали. Нематики реагують на електричні й магнітні поля. Так, в'язкість параазоксіанізолу сильно змінюється при прикладанні слабкого магнітного поля перпендикулярно до напрямку течії. У 1973 р. англійські хіміки одержали алкілціанобіфеніли, а потім й інші речовини з подібною структурою (ціанофенілциклогексани тощо). Ці речовини вдало поєднали в собі цілий ряд корисних властивостей, що обумовили їх широке практичне застосування в електрооптичних комірках. Висока анізотропія діелектричної проникності забезпечує низьку граничну напруженість; хімічна й електрохімічна стабільність дозволяє протягом тривалого часу (роками) зберігати незмінними електрофізичні характеристики. Ряд цих речовин утворюють мезофазу при кімнатній температурі із широким температурним інтервалом існування, завдяки чому на їх основі без особливих труднощів вдається одержувати стабільні композиції з робочим

інтервалом температур від 223 до 373 К і більше. Крім того, ці речовини досить прості за своєю структурою і можуть бути отримані з відносно дешевої і доступної сировини. У смектичних (від грецького «смеґма» – мило) кристалах молекули не лише орієнтуються паралельно один одному, а й вибудовуються в плоскі шари товщиною в одну молекулу (рис. 2.7). Прикладом смектиків є плівка мильної бульбашки, зовнішня і внутрішня поверхні якої смектичні шари.

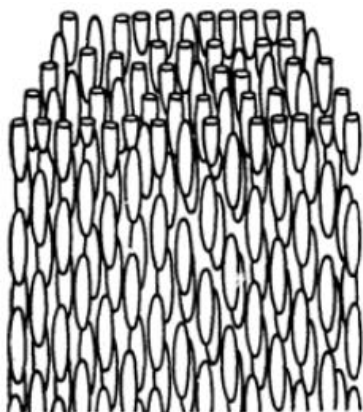


Рисунок 2.6 – Модель надмолекулярної структури нематичного рідкого кристала.

У 1975 р. був відкритий ще один клас рідких кристалів – рідкокристалічні сегнетоелектрики, або хіральні смектики-С. Зараз це тип мезофаз, який найбільш широко досліджений. Якщо у смектиків-А директор (одичинний вектор, що характеризує напрям переважальної орієнтації молекул) перпендикулярний до смектичних шарів, а в смектиків-С утворює деякий кут із нормаллю до шарів (кут нахилу), то у хіральної смектики-С директор описує спіраль, вісь якої перпендикулярна до смектичних шарів (рис. 2.17). Наявність у молекул хіральної смектики-С поперечної складової дипольного моменту приводить до виникнення спонтанної поляризації.

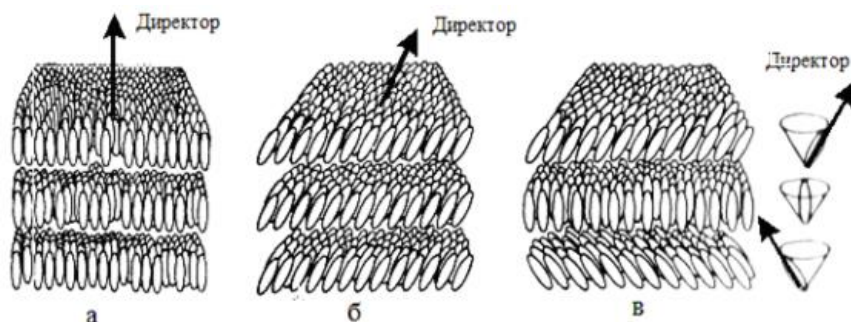


Рисунок 2.7 – Моделі надмолекулярної структури рідких кристалів: а – смектики-А; б – смектики-С; в – хіральної смектики-С.

Для смектики-С також характерні різні ефекти, пов'язані з переорієнтацією молекул під впливом електричного поля. При цьому за цілим рядом параметрів (швидкодія, контраст та ін.) пристрої на смектиках-С перевершують відповідні пристрої на нематиках. Широке застосування рідкокристалічних сегнетоелектриків стримується відносною складністю отримання відповідних речовин і більш високими порівняно з нематиками вимогами до однорідності товщини комірок відображення інформації.

Холестеричні рідкі кристали одержали свою назву в зв'язку з тим, що багато сполук, що містять холестерин, мають рідкокристалічні фази (сам холестерин такої фази не утворює). Холестерики мають структуру змішаного смектичнонематичного типу. Молекули розташовуються

в паралельних шарах, як у смектиках, але в кожному шарі осі молекул паралельні шару за нематичним типом (рис. 2.8). Кожен наступний шар повернутий відносно попереднього на певний кут. Причина повороту шарів пов'язана з просторовими перешкодами, обумовленими формою молекул. Молекула холестерину має здебільшого плоску будову з метильними групами CH_3 , розміщеними над площиною молекули і під нею. Виступи, що утворюються, приводять до повороту осей молекул у кожному шарі відносно осей попереднього шару в середньому на $15'$. Результируючий поворот зростає зі збільшенням числа шарів, що приводить до утворення спіральної структури з кроком ~ 300 шарів. Холестерики оптично одновісні й негативні ($n_{\omega} > n_{\epsilon}$), тому що напрями осей молекул на відміну від нематиків і смектиків перпендикулярні до оптичної осі. Спіральна структура холестериків приводить до появи оптичної активності, тобто до обертання площин поляризації світла. Лінійно поляризоване світло, що проходить уздовж оптичної осі, перпендикулярне до молекулярних шарів, послідовно змінює напрям електричного вектора за спіраллю на кут, пропорційний числу попередніх шарів, тобто товщині кристала.

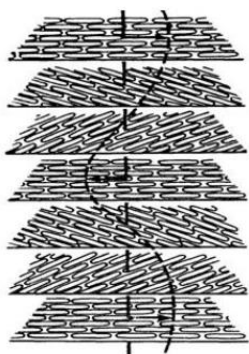


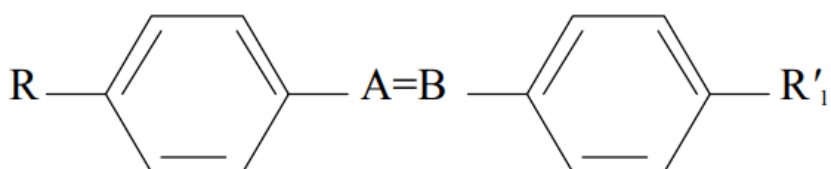
Рисунок 2.8 – Модель надмолекулярної структури холестеричного рідкого кристала.

Серед звичайних кристалів значну оптичну активність має альфа-кварц, що повертає площину поляризації на 200 при проходженні світлом товщини в 1 мм. Оптична активність холестериків значно більша – вона досягає 180000, що становить 50 повних обертів на міліметр товщини. Холестерики мають рекордно високу оптичну активність серед усіх відомих речовин. Оптична властивість, що є загальною для трьох типів рідкокристалічних речовин, – це подвійне променезаломлення. Неполаризований промінь світла, що падає на поверхню такої речовини, розщеплюється на дві лінійно поляризовані компоненти (звичайний і незвичайний промені) зі взаємно перпендикулярними напрямками електричних векторів (площин поляризації). Швидкості поширення і коефіцієнти заломлення звичайного і незвичайного променів різні. Вони виходять із шару речовини паралельними пучками. Перевірка на подвійне променезаломлення – найбільш зручний спосіб установлення рідкокристалічного стану речовини. Лабільність структури холестериків визначає їх фізичні властивості. Молекулярна структура холестерика досить тонко зрівноважена внутрішніми молекулярними силами, і цю рівновагу легко порушити. Будь-яке мале збурення (оптичне, теплове, електричне та ін.), що порушує слабку взаємодію між молекулами, приводить до помітної зміни фізичних властивостей холестерика, насамперед оптичних властивостей (відбивання і проходження світла, подвійне променезаломлення, оптична активність, колір). Необхідно підкреслити, що вчені України внесли значний внесок в отримання, дослідження і застосування холестеричних рідких кристалів. Основний традиційний напрям застосування холестериків – термографія, тобто індикація температур і візуалізація теплових полів. Найбільш наочним оптичним перетворенням у холестериках, є варіація їх кольору при невеликій зміні температури. Так, у плівці, що складається із суміші трьох холестериків, можна домогтися зміни кольору в межах усього видимого спектра при зміні температури в інтервалі 4 К. Для холестерилпаралгонату зміна всієї колірної гама спектра відбувається в інтервалі температур, що становить частку градуса. Подібні плівки можна використовувати для спостереження температурного поля на поверхні тіла людини з метою виявлення хворих органів. Наносячи холестерик на об'єкт, можна проводити, наприклад, дефектоскопію транзисторів, інтегральних

схем, друкованих плат. Елемент із підвищеним виділенням теплоти буде виявлений за ділянкою іншого кольору на термограмі. Крім контактних методів, холестерики дозволяють здійснити дистанційну термографію, коли теплове поле на поверхні рідкокристалічного термоіндикатора створюється під час поглинання теплового потоку, що випромінюється досліджуваним об'єктом. Найбільше поширення одержали методи дистанційної рідкокристалічної термографії при візуалізації інфрачервоного (ІЧ) та надвисокочастотного (НВЧ) радіовипромінювання. Холестерики знайшли застосування як фільтри, в яких можна плавно регулювати смугу пропускання, для виготовлення лазерів, що перебудовуються. Тут також використовується залежність оптичних властивостей від температури. Розглянемо механізм зміни кольору холестерика під дією температури. Період спіральної структури холестерика – порядку довжини хвилі видимого світла. На такій періодичній структурі спостерігається селективне відбивання світла, що описується формулою Вульфа–Бреггів

$$\lambda = 2d \sin \theta .$$

Якщо період d дорівнює 500 нм, то під кутом 45° холестерик селективно відбиває світло з довжиною хвилі 700 нм (червоний колір), а під кутом 30° – світло з довжиною хвилі 500 нм (синій колір). При фіксованому куті відбивання плівка холестерика здається пофарбованою в один колір. Зміна температури приводить до зміни кроку спіральної структури холестерика, отже, параметра d дифракційної ґратки. Крім температури, ще цілий ряд зовнішніх впливів може змінювати крок спіралі холестерика. Так, за допомогою холестеричних рідких кристалів можна виявляти пари хімічних речовин в атмосфері (хеміхромія). Абсорбуючись шаром мезофази, хімічна речовина стає одним із компонентів холестеричної суміші, зрівноважена концентрація якої визначається вмістом пари в атмосфері. Відповідно змінюється і крок спіралі, тобто колір. У ряді випадків вдається виявляти наявність в атмосфері речовин у кількостях, що не перевищують 10^{-5} моль/л. Холестерики можуть слугувати датчиками γ -випромінювання. Під його впливом може відбуватися частковий розпад або інша зміна хімічної структури молекул речовин, що приводить до зміни кроку спіралі. На аналогічному принципі базується візуалізація УФ-променів шаром холестерика. Для смектиків відстань між молекулярними шарами становить декілька часток нанометра. У цьому разі селективно будуть відбиватися рентгенівські промені. Відстань між шарами в хіральних нематиках вимірюється мікронами, і вони селективно відбивають випромінювання в інфрачервоній області. Деякі речовини при підвищенні температури переходять з твердого стану в рідкий не відразу, а через стан, в якому їх структура є проміжною між структурою рідини і кристала. В такому стані вони називаються рідкими кристалами (thin crystal). Рідкі кристали можуть утворювати тільки речовини з сильно витягнутими негнучкими молекулами. Прикладом можуть служити невеликі органічні молекули із загальною формулою



де R і R' – короткі, частково гнучкі ланцюги; а зв'язок $A - B$ – подвійний або потрійний. Такі «молекули-стрижні» завжди намагаються розташуватися уздовж одного напрямку, тобто певною мірою впорядковано. У міру зростання температури ступінь впорядкованості зменшується і ґратки зникає повністю. Діапазон температур, в межах якого існує рідкокристалічна фаза, складає звичайно декілька десятків градусів. Відмінність у взаємному розташуванні молекул в кристалічній, рідкокристалічній і рідкій фазах показано на рис. 2.9. Як видно з цього рисунка, далекий порядок розташування, центрів молекул в рідкокристалічному стані відсутній, рідкі кристали текучі і утворюють краплі подібні звичайним рідинам. Є, проте, певний порядок у напрямі молекул, що

приводить до анізотропії властивостей таких кристалів (оптичних, електричних, магнітних і ін.). Наприклад, різниця показників заломлення для світла, поляризованого паралельно і перпендикулярно орієнтації молекул, складає звичайно приблизно 0,2. Чудовою властивістю рідких кристалів, що зумовила їх широке застосування в сучасній електроніці для відображення інформації, є те, що завдяки низькій в'язкості рідких кристалічних тіл орієнтацію молекул в них можна змінювати порівняно невеликими електричними полями. Зміна ж орієнтації молекул приводить до зміни оптичних властивостей рідкого кристала. Як видно з рис. 2.9, б, молекули в кристалічній фазі орієнтовані уздовж одного напрямку не строго, мають флуктуації в їх орієнтації. Це приводить до великої оптичної мікронеоднорідності середовища і сильному розсіюванню світла в ній. Достатньо сказати, що розсіювання світла типовими рідкими кристалами приблизно в 106 разів більше, ніж звичайними ізотропними рідинами. В зовнішньому електричному полі всі молекули намагаються розташуватися уподовж або упоперек напрямку поля залежно від того, в якому напрямі їх поляризація вища, і пропускання світла різко зростає. Виявляється, проте, що якщо в рідкому кристалі присутні іони-домішки, здатні переміщатися в зовнішньому полі (електропровідність при цьому, як правило, складає всього лише 10^{-9} – 10^{-8} Ом \cdot см $^{-1}$), то в сильнішому полі впорядкованість в розташуванні молекул може бути порушена і кристал знову стане мутнішим.

Якщо молекули є не рівні, а злегка закручені стрижні, то вони укладаються один відносно одного в спіральні структури, схематично показані на рис. 2.10, а. Така рідкокристалічна фаза спостерігається в чистому ефірі холестерину і тому називається холестеричною (holeyer phase) (на відміну від нематичної (nematic phase), поданої на рис. 2.9, б). Холестерична фаза виникає не тільки в чистих речовинах, але і в розчинах закручених молекул в нематичних рідинах. Холестерики мають ряд специфічних властивостей, зокрема оптичних, що становлять великий інтерес для електроніки. Структура холестерину періодична уздовж осі спіралі, що приводить до брегівського віддзеркалення світла на довжині хвилі, рівна кроку спіралі, поділеного на показник заломлення. При цьому брегівське віддзеркалення може відбуватися у видимому діапазоні довжин хвиль. Холестерик також повертає площину поляризації світла, розповсюдженого уздовж осі спіралі на кут, залежний від товщини середовища і кроку спіралі. За допомогою зовнішнього електричного поля можна змінювати крок спіралі, повертати її вісь, переводити кристал з холестеричної в нематичну фазу.

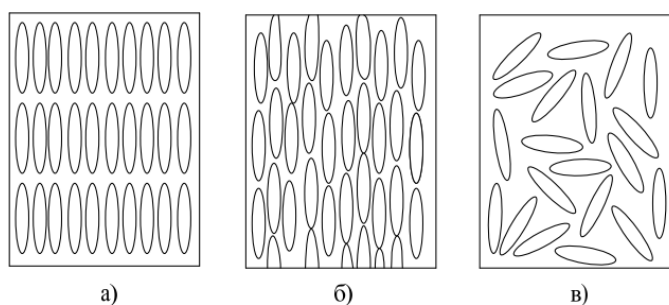


Рисунок 2.9 – Схематичне зображення розташування молекул в кристалічній (а), рідкокристалічній (нематичній) (б) і рідкій (в) фазах

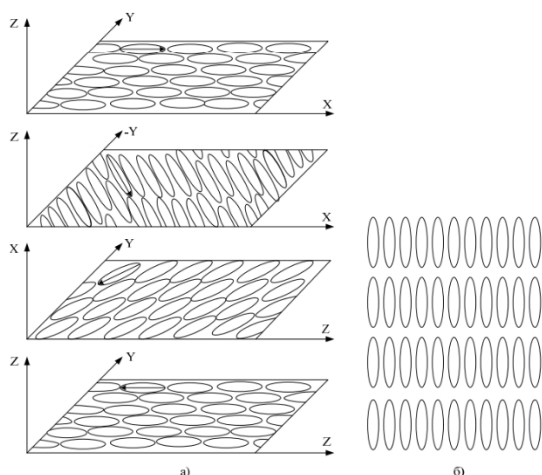


Рисунок 2.10 – Схема розташування молекул в холестеричній (а) і смектичній (б) рідкокристалічних фазах.

Тому якщо помістити холестерик між двома поляроїдами, то пропускання світла такою системою змінюватиметься з поданням на нього різниці потенціалів. На цьому принципі побудовані електричні знакові індикатори, використовувані в деяких типах електронного годинника, мікрокалькуляторів і под. Крок спіралі, а отже, довжина хвилі берегівського віддзеркалення і колір холестерину різко змінюються з температурою. Так, в холестерилнонаноаті довжина хвилі берегівського віддзеркалення змінюється від 450 до 600 нм при підвищенні його температури всього на 1°C. Це дозволяє застосовувати холестерики для візуального знаходження «гарячих» точок в мікросхемах, вигляду зображення в інфрачервоному промінні і т.п. Дуже чутливими до теплових і механічних властивостей бувають також рідкі кристали в так званій смектичній (smektik phase) фазі, в якій молекули розподілені шарами з чітко визначеним періодом (рис. 2.10,б). Смектики більш впорядковані, ніж нематіки, і для даної речовини смектична фаза виникає завжди при нижчій температурі, ніж нематична. Рідкокристалічні елементи споживають малу потужність, їм можна надавати різні розміри і форми, варіювати колір індикаторів. Вони дешеві і порівняно прості у виготовленні. Їм властиві і деякі недоліки: обмежений температурний діапазон роботи, порівняно велика інерційність (одиниці – десятки мілісекунд), старіння і ін. Проте в останнє десятиліття ця область електроніки надзвичайно бурхливо розвивається, багато недоліків виявляються цілком переборними, відкриваються нові можливості і в наш час важко передбачити межі застосування рідких кристалів не тільки в дисплеях, але і в інших системах.

Структура ідеальних кристалів

Розглянемо детальніше внутрішню структуру кристалів. Для її опису зручно скористатися поняттям кристалічних ґраток (crystal grating). Розрізняють прості ґратки (ґратка Браве) і ґратку з базисом.

Прості ґратки. З геометричної точки зору правильне розміщення частинок в кристалі, що періодично повторюється, можна описати за допомогою операції паралельного переміщення або трансляції. На рис, 2.11, а показані ґратки, одержані трансляцією частинки 0 уздовж трьох осей: осі x на відрізки $a, 2a, \dots$, осі y на відрізки $b, 2b, \dots$, осі Z на відрізки $c, 2c, \dots$. Вектори a, b, c називаються елементарною коміркою (simply cell) кристала (рис. 2.11, б). Всі елементарні комірки кристала мають однакові форму і об'єм; у всіх вершинах комірок розташовуються однакові атоми. Тому всі вершини комірок еквівалентні один одному. Їх називають вузлами ґратки. Для характеристики елементарної комірки необхідно задати в загальному випадку 6 величин: три ребра комірки a, b, c і три кути між ними α, β, γ . Ці величини називаються параметрами комірки. Часто за одиницю вимірювання довжини в ґратках приймаються відрізки a, b, c ; їх називають осьовими одиницями (axial unit). Елементарні комірки, що містять частинки тільки у вершинах, називаються простими або примітивними. На кожну таку комірку приходиться один атом. У ряді випадків для досягнення

повнішого виразу симетрії ґраток елементарні комірки будують таким чином, що вони містять частинки не тільки у вершинах, але і в інших місцях. Найпоширенішими з них є об'ємцентрична (ОЦ), гранецентрична (ГЦ) і базоцентрична (БЦ) комірка (див. рис. 2.11).

ґратки з базисом. Не всякі ґратки можна одержати трансляцією одного атома. Як приклад на рис. 2.12, а показані двовимірні ґратки загального типу. Легко побачити, що при побудові таких ґраток за допомогою вектора трансляції її комірка не може бути вибрана одноатомною. Таку ґратку можна подати у вигляді двох вставлених одна в одну ґраток Браве, кожна з яких визначається векторами трансляцій a і b . Зсув ґраток одна відносно одної описується додатковим вектором A , названим базисним (basis vector). Число таких векторів в загальному випадку може бути яким завгодно.

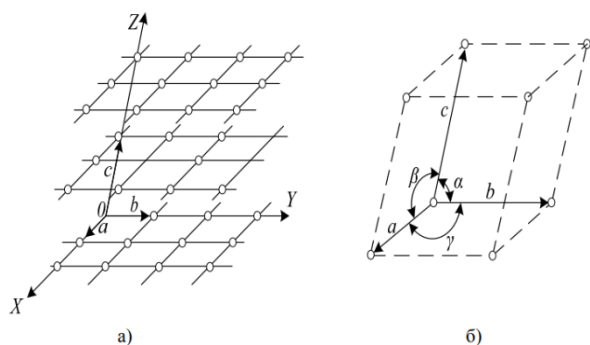


Рисунок 2.11 – Прості ґратки (а) і елементарна комірка цих ґраток (б).

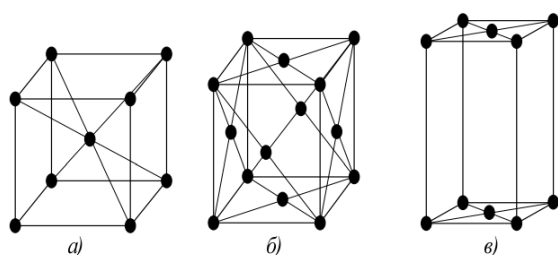


Рисунок 2.12 – Об'ємцентрична (а), гранецентрична (б) і базоцентрична (в) комірки.

ґратку загального типу називають ґраткою з базисом. Її можна побудувати за допомогою тих же трансляцій, що і кожен із складових ґратки Браве, тільки транслявати треба не вузол, а базис, що задається сукупністю базисних векторів. Так, ґратку, показану на рис. 2.13, а, можна одержати трансляцією базису, який складається з вузлів 0 і $0'$.

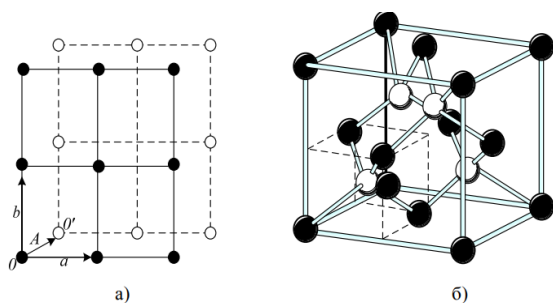


Рисунок 2.13 – ґратки з базисом: а – плоска, б – об'ємна.

Як приклад тривимірних ґраток з базисом на рис. 2.13, б показані ґратки алмазу. Базис таких ґраток містить два атоми з координатами $0, 0, 0$ і $1/4, 1/4, 1/4$. Кожний атом вуглецю оточений чотирма найближчими сусідами, розташованими у вершинах тетраедра, виділеного на рис. 2.14, б

штриховими лініями. Позначення вузлів, напрямів і площин в кристалі. Познайомимося стисло із загальноприйнятими позначеннями вузлів, напрямів і площин в ґратках – з індексами Міллера.

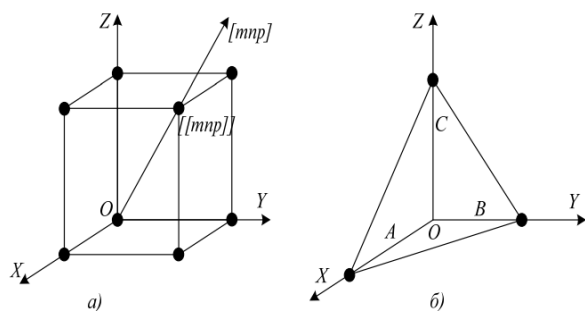


Рисунок 2.14 – Позначення вузлів і напрямів (а) і площин (б) в кристалі.

Індекси вузлів (index knot)

Положення будь-якого вузла ґратки визначається заданням трьох координат (рис. 2.14, а): x , y , z . Ці координати можна виразити так: $x=ma$, $y=nb$, $z=pc$, де a , b , c – параметри ґратки; m , n , p – цілі числа. Якщо за одиниці вимірювання довжин прийняти параметри ґратки, то координатами вузла будуть просто числа m , n , p . Ці числа називають індексами вузла і записують таким чином: $[[mnp]]$. Індекси напрямку (index straight). Для опису напрямку в кристалі вибирається пряма, що проходить через початок координат. Її напрям однозначно визначається індексами $[[mnp]]$ першого вузла, через який вона проходить (рис.2.14,а). Тому індекси вузла одночасно є і індексами напрямку. Індекси напрямку позначаються так: $[mnp]$. Індекси площини (index flat). Ці індекси знаходяться таким чином: виражають відрізки A, B, C , які площина відсікає на осях ґратки (рис.2.14,б), в осьових одиницях. Записують величини, обернені цим відрізкам $1/A$, $1/B$, $1/C$. Одержані дроби зводять до спільного знаменника. Тоді числа $h DA = /$, $k DB = /$, $t DC = /$ приймаються за індекси площини і записуються так (hkl) . Тверді тіла характеризуються наявністю значних сил взаємодії і зберігають постійними форму і об'єм. Частинки у твердих тілах (молекули, атоми та іони) можуть здійснювати лише коливальні рухи навколо положення рівноваги. Існує два різновиди твердих речовин – аморфні і кристалічні (рис. 2.15).



Рисунок 2.15 – Класифікація твердих тіл.

Аморфні тіла розглядають як переохолоджені рідини із сильно зниженою рухомістю частинок, що їх складають. Аморфними називають такі тіла, у яких розташування матеріальних частинок неупорядковане, у той час як тверді тіла – кристали – мають окрім ближнього, також дальній порядок, тобто строго періодичність у розташуванні частинок, які складають кристал. Кристалічними називають такі тверді тіла, в яких молекули, атоми чи іони розташовуються в строго певному геометричному порядку, утворюючи в просторі структуру, яка називається кристалічною

решіткою. Цей порядок періодично повторюється в усіх напрямках у тривимірному просторі. Він зберігається на великих відстанях і не обмежений у просторі. Його називають дальнім порядком. Одиночний кристал називають монокристалом. Він має правильну геометричну форму, безперервну кристалічну решітку. Приклади природних монокристалів – алмаз, рубін, гірський кришталь, кам'яна сіль, ісландський шпат, кварц. В штучних умовах монокристали отримують в процесі кристалізації, коли охолоджуючи до певної температури розчини або розплави, виділяють з них тверді речовини у формі кристалів. При повільній швидкості кристалізації ограновування таких кристалів має природну форму. Таким способом в спеціальних промислових умовах отримують, наприклад, монокристали напівпровідників або діелектриків. Дрібні кристалики, безладно зрощені один з одним називаються полікристалами. Найяскравіший приклад полікристала – камінь граніт. Всі метали також є полікристалами.

У кристалах частинки розташовані з різною щільністю за різними напрямками (рис. 2.16. На різних напрямках між атомами діють різні за величиною сили взаємодії. Тому і фізичні властивості речовини за цими напрямками будуть відрізнятися. Це явище називається анізотропією – залежністю властивостей речовини від напрямку.

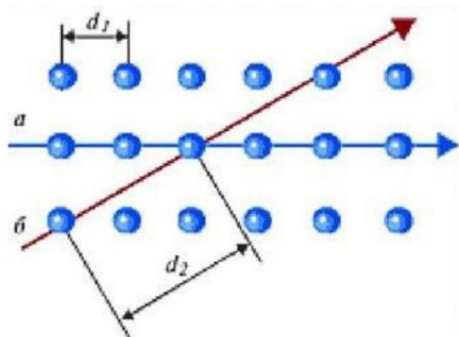


Рисунок 2.16 – Кристалографічна площина.

Властивості кристалічної речовини відрізняються в залежності від напрямку в кристалі. По-різному в різних напрямках проводиться електричний струм, по-різному речовина нагрівається, по-різному заломлюються світлові промені. У полікристалах явище анізотропії не спостерігається. Властивості речовини залишаються однаковими за всіма напрямками.

Особливості аморфних тіл

Атоми в аморфних тілах (скло, бурштин, штучні смоли, віск, парафін, пластилін та ін.) здійснюють коливання навколо точок, які розташовані хаотично (рис. 2.17).

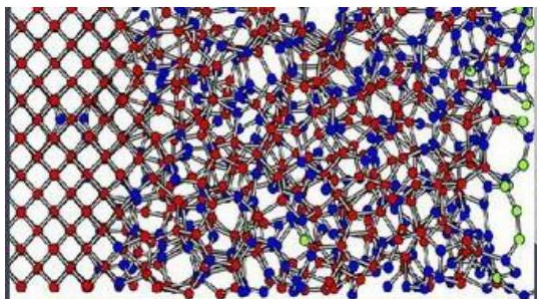


Рисунок 2.17 – Структура аморфної речовини.

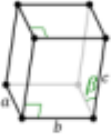
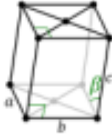
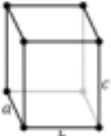

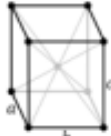

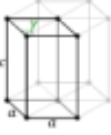
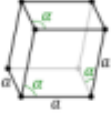
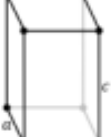
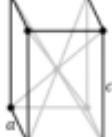
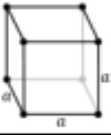
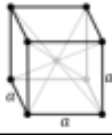
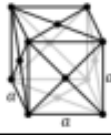
Так як властивості аморфних тіл схожі з властивостями рідин, то їх розглядають як переохоложені рідини з дуже великою в'язкістю (застиглі рідини). При звичайних умовах текти вони не можуть. Але при нагріванні перескакування атомів в них відбуваються частіше, зменшується в'язкість, і аморфні тіла поступово розм'якшуються. У аморфних тіл немає певної

температури плавлення. При нагріванні вони не плавляться, а поступово розм'якшуються. Чим вище температура, тим менше в'язкість, і поступово аморфне тіло стає рідким. Аморфний стан речовини нестійкий. З часом з аморфного стану воно поступово переходить у кристалічний. У кристалічних твердих тілах фізичні властивості різняться в різних напрямках. А в аморфних тілах вони по всіх напрямках однакові. Це явище називають ізотропністю. Аморфне тіло однаково проводить електрику і тепло в усіх напрямках, однаково заломлює світло. Звук також однаково поширюється в аморфних тілах за всіма напрямками.

Типи кристалічних ґраток

Кристалічна ґратка, як правило, має одночасно декілька видів симетрії. Проте не кожне сполучення елементів симетрії виявляється можливим. Можливі 230 комбінацій елементів симетрії, що отримали назву просторових груп. Ці 230 просторових груп за ознаками симетрії розбиваються на 32 класи. І нарешті, за формою елементарної комірки всі кристали поділяють на 7 кристалографічних систем (або сингоній), кожна з яких включає в себе декілька класів симетрії. В порядку зростання симетрії кристалографічні системи розташовані наступним чином:

Типи просторових ґраток			
Кристалічні системи (<u>сингонія</u>)	14 <u>ґраток Браве</u>		
<u>триклінна</u> Елементарна комірка має форму косокутного паралелепіпеда			
<u>моноклінна</u>	примітивна	базоцентрирована	

Пряма призма, в основі якої лежить паралелограм (тобто прямий паралелепіпед).				
ромбічна Прямокутний паралелепіпед.	примітивна 	базоцентрирована 	об'ємноцентрирована 	гранецентрована 
гексагональна Якщо скласти разом три елементарні комірки, то одержимо правильну шестигранну призму.				
тригональна Куб, деформований стисканням, або розтягом вздовж діагоналі.				
тетрагональна Пряма призма з квадратом в основі.	примітивна 	об'ємноцентрирована 		
кубічна	примітивна 	об'ємноцентрирована 	гранецентрована 	

В залежності від природи частинок, що містяться у вузлах кристалічних ґраток і від характеру сил взаємодії між частинками розрізняють 4 типи 15 кристалічних ґраток і відповідно, 4 типи кристалів: іонні, атомні, металічні та молекулярні.

Атомні кристали

У вузлах кристалічні ґратки - нейтральні атоми. Зв'язок, що об'єднує в кристалі (а також в молекулі) нейтральні атоми, називаються гомеополярним (або ковалентним). Сили взаємодії при гомеополярному зв'язку також мають кулонівський характер. Кожний іон діє на всі достатньо близькі до нього йони. Дія направлена на той атом, з яким у даного атома є спільна електронна пара. Гомеополярний зв'язок здійснюється лише валентними (найменш зв'язаними з атомом) електронами. Оскільки кожен електрон може забезпечити зв'язок лише з одним атомом, число зв'язків, в яких може брати участь даний атом, дорівнює його валентності. Для ковалентних кристалів характерні суттєва залежність ширини забороненої зони від температури, істотний вплив домішок і температури на провідність, високі значення твердості, температури плавлення і теплоти плавлення. Ковалентний зв'язок – ознака напівпровідникових кристалів. Електропровідність ковалентних кристалів змінюється в дуже широких межах: від хороших ізоляторів до хороших провідників. Усі ковалентні кристали відповідають “правилу 8 – N”: кожен атом пов'язаний з (8 –

N) найближчими сусідами, де N – порядковий номер групи в періодичній таблиці, до якої належить даний атом. Так, карбон, силіцій, германій і сіре олово належать до 4-ї групи періодичної системи і утворюють ковалентні кристали типу алмаза, в яких кожен атом пов'язаний чотирма ($8 - 4$) зв'язками із сусідніми атомами. Такі ж локалізовані парні зв'язки існують у кристалі карборунду SiC між атомами силіцію і карбону. Здатність атома віддавати зовнішні електрони характеризується потенціалом іонізації I – енергією, яку треба надати атому, щоб відірвати зовнішній електрон. Здатність приєднувати електрон вимірюється спорідненістю до електрона E, тобто енергією приєднання.

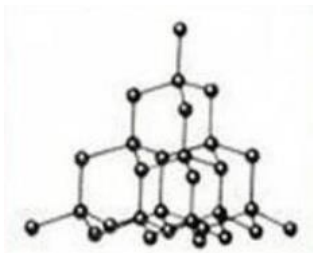


Рисунок 2.18 – Ковалентний зв'язок.

Металічні кристали

У всіх вузлах кристалічної ґратки – позитивні йони металу, між ними хаотично подібно до молекул газу, рухаються електрони, відщеплені від атомів при утворенні іонів. Ці електрони грають роль "цементу", утримуючи разом позитивні йони; в супротивному випадку ґратка розпалася б під дією сил відштовхування між іонами. Разом з тим, і електрони утримуються йонами в межах ґратки і не можуть її покинути. Завдяки незначній енергії іонізації від кожного атома можуть легко відщеплюватись електрони, які узагальнюються кристалом. Для металевих кристалів характерні високі електро- і теплопровідність (обумовлені наявністю вільних електронів), мала ширина забороненої зони, малі коефіцієнти стиснення і теплового розширення. Електроопір металів зростає із підвищенням температури. Метали непрозорі для електромагнітних хвиль від найнижчих частот і до дальньої ультразвукової області та мають високу відбивну здатність. Переважна більшість металів утворюють структури типу міді (елементарна комірка гранецентрована кубічна, найщільніша упаковка), магнію (елементарна комірка гексагональна, найщільніша упаковка) або вольфраму (об'ємноцентрована кубічна комірка).

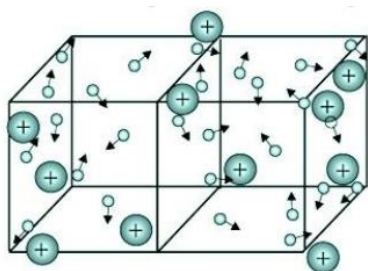


Рисунок 2.19 – Металевий зв'язок.

Види точкових дефектів

До точкових дефектів відносять вакансії, міжвузлові атоми, атоми домішок, розчинені за способом заміщення або проникнення. Вакансія утворюється, коли атом залишає своє місце у вузлі кристалічної ґратки. Міжвузловий атом – це власний атом, що впроваджений між атомами, розташований у вузлах кристалічної ґратки. Якщо вакансії та атоми заміщення можуть знаходитись у будь-яких вузлах ґратки матеріалу, то міжвузлові та домішкові атоми проникнення можуть розміщуватись переважно в таких місцях (порожнинах), де для них існує більше вільного простору. Розміри та розміщення цих порожнин можна визначити, якщо розглядати атоми як тверді сфери. У

ГЦК-структурі, де коефіцієнт компактності становить 0,741, майже 1/4 простору, зайнятого кристалом, припадає на порожнини між кулями. Існують два типи таких порожнин. Перший розташований між чотирма кулями: у лунці, утвореній трьома кулями одного шару, знаходиться куля наступного шару, відповідно ця лунка немовби прикрита цією кулею (рис. 2.20 б). Центри цих чотирьох куль утворюють тетраедр, тому порожнина називається тетраедричною. В тетраедричну порожнину можна вписати сферу радіусом $0,22 r$, де r – радіус атомів-куль. На рис. 2.20 в, г хрестиками показане розміщення тетраедричних порожнин. Вони лежать на просторових діагоналях куба на відстанях від вершин елементарної комірки, що дорівнюють одній чверті довжини діагоналі.

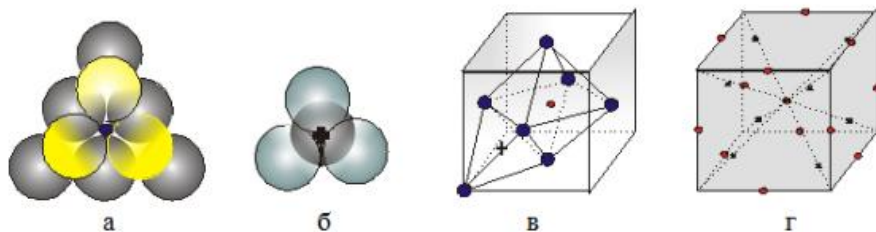


Рисунок 2.20 – Октаедрична (а) і тетраедрична (б) порожнини в щільній упаковці і їх положення у ГЦК-гратках (в, г): + – тетраедричні, • – октаедричні.

Друга за типом порожнина розміщена між шістьма дотичними кулями: три кулі в одному шарі знаходяться над трьома кулями іншого шару так, що лунки двох шарів утворюють одну велику порожнину (рис. 2.21 а). Центри цих шести куль розміщені по вершинах октаедра, і тому порожнина між ними називається октаедричною. В октаедричну порожнину можна вписати сферу радіусом $0,41 r$. Розташування октаедричних порожнин на рис. 2.21 в, г показані точками. Одна така точка знаходиться в центрі елементарної комірки, а інші – посередині ребер. Усі порожнини структурно еквівалентні, тому що атоми в центрах граней структурно еквівалентні атомам біля вершин елементарних комірок. На кожен атом ГЦК-гратки припадають дві тетраедричні та одна октаедрична порожнини. У гексагональній щільно упакованій (ГЩУ)-структурі, як і в ГЦК, на кожен атом припадають дві тетраедричні та одна октаедрична порожнини, у які можна вписати сфери радіусом $0,22 r$ і $0,41 r$ відповідно. Коефіцієнт компактності ГЩУ-гратки також дорівнює $0,7405$ (ці значення характеризують гратку із співвідношенням осей $c/a = 1,633$). Тетраедрична порожнина знаходиться між трьома атомами базисної площини та одним атомом усередині об'єму гексагональної призми, а октаедрична – між трьома атомами базисної площини і трьома атомами всередині об'єму гексагональної призми (рис. 2.20).

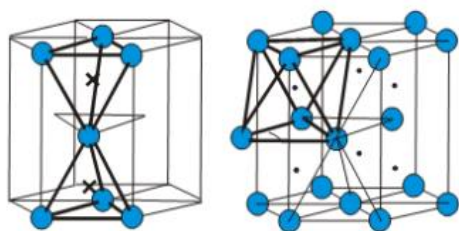


Рисунок 2.20 – Октаедричні (+) і тетраедричні (•) порожнини у ГЩУструктурі.

Об'ємочентрична кубічна гратка (ОЦК) не належить до щільно упакованих; коефіцієнт компактності тут дорівнює $0,68$. У зв'язку з цим на перший погляд здається, що порожнини в такій структурі повинні мати більші розміри, ніж у ГЦК- і ГЩУ-гратках. Насправді ж у цьому разі спостерігається прямо протилежна картина. На рис. 2.3 в показана елементарна комірка ОЦК-

структури з октаедричними і тетраедричними порожнинами. Точка в центрі правої бічної грані відмічає положення октаедричної порожнини, що оточена чотирма атомами по вершинах цієї грані (на відстані $a\sqrt{2}/2 = 0,71a$) і двома атомами, що центрують об'єми двох сусідніх комірок (на відстані $0,5a$ від центра порожнини). Більш детально октаедричне оточення з $(4 + 2)$ атомів показано на рис. 2.21 а.

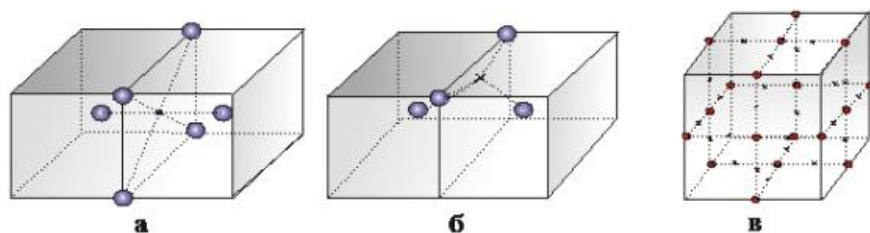


Рисунок 2.21 – Октаедрична (а) і тетраедрична (б) порожнини в ОЦК- структурі і їх положення в елементарній комірці: + – тетраедричні, ● – октаедричні.

Таким чином, октаедрична порожнина в ОЦК- гратці явно незрівноважена. Вона досить невелика, тому що атоми, які знаходяться в центрі об'ємів двох сусідніх елементарних комірок, сильно виступають один назустріч іншому в напрямі до грані. В октаедричну порожнину можна вписати кулю радіусом лише $0,154r$. Октаедричні порожнини в середині ребер елементарної комірки структурно еквівалентні порожнинам у центрі граней, тому що атоми біля вершин куба структурно еквівалентні атомам у центрі об'єму елементарних комірок 111 (атоми у центрі об'єму комірок «однієї» гратки є атомами у вершинах кубічних комірок «іншої» такої самої гратки, що зміщена відносно першої на половину просторової діагоналі куба). На рис. 2.22 б тетраедрична порожнина оточена чотирма атомами: двома на ребрі куба і двома в центрі об'єму суміжних комірок, тобто також на ребрі кубічної комірки «зміщених» граток. Ці пари атомів розміщені на взаємно перпендикулярних прямих. Тетраедрична порожнина в ОЦК- структурі більша, ніж октаедрична (на відміну від ГЦК- і ГЦУ- граток); у ній можна розташувати кулю радіусом $0,291r$. Але це все одно менше, ніж розмір октаедричних порожнин у гранично щільних упаковках. На кожен атом в ОЦК-структурі припадає три октаедричні та шість тетраедричних порожнин. Якщо у порожнину кристалічної гратки потрапляє атом, розмір якого перевищує її розмір, то цей атом повинен розсунути сусідні. При цьому навколо тетраедричної порожнини відразу зміщуються чотири атоми в напрямках досить щільної упаковки, що викликає значну зміну перекриття електронних хмар. Навколо октаедричної порожнини при розміщенні у ній атома зміщуються два атоми вздовж ребра куба, тобто вздовж напрямку з малою щільністю упаковки атомів. Тому домішкові атоми проникнення в ОЦК-гратках можуть легко розміщуватися в менших за розміром октаедричних порожнинах. Так розміщуються, наприклад, атоми вуглецю в гратці α -заліза. У молібдені ж атоми вуглецю займають тетраедричні порожнини. Отже, два типи порожнин у ОЦК-гратках не дуже різняться між собою за енергією впровадження атомів. Міжвузловий атом основного металу, що розміщується в центрі найбільшої порожнини кристалічної гратки, повинен викликати дуже сильні зміщення сусідніх атомів. Наприклад, у ГЦК-структурі в октаедричну порожнину вписується, як зазначалося раніше, сфера радіусом лише $0,41r$. Розрахунки показують, що замість поодинокого міжвузлового атома, що знаходиться в октаедричній порожнині в ГЦК-гратках, енергетично більш вигідна стабільна конфігурація із двох міжвузлових атомів. Ця конфігурація називається розщепленням за напрямом $\langle 100 \rangle$, або гантеллю $\langle 100 \rangle$. Замість атома, що повинен розміщуватися в центрі граней двох суміжних комірок, тобто у вузлі, знаходяться два міжвузлові атоми за напрямом $\langle 100 \rangle$: атом у центрі грані немовби розщепився на два міжвузлові атоми, утворивши гантель. Потрібно підкреслити, що надлишковим, «зайвим» тут є один атом, а не два на кінцях гантелі. Проникнення одного атома в міжвузловину викликало зміщення сусіднього з вузла кристалічної гратки. У цьому вузлі утворюється центр гантельної конфігурації – середина відстані між двома зміщеними атомами. В ОЦК-структурі найбільш стійка порівняно з одиночним міжвузловим атомом гантель $\langle 110 \rangle$: атом біля вершини елементарної комірки немовби

«розщеплюється» на два атоми вздовж напрямку $\langle 110 \rangle$ (рис. 2.21 а). Існування гантелей як основних конфігурацій міжвузлових атомів і кристалографічна орієнтація їх осей експериментально встановлені під час вивчення дифузійного розсіювання рентгенівських променів. Зайвий атом може створити також ущільнений ланцюжок атомів – краудіон (рис. 2.21 б). У краудіоні ланцюжок з $(n+1)$ атомів вміщується на відрізку, де в нормальному положенні повинні були б знаходитися n атомів (шість замість п'яти на рис. 2.21 б).

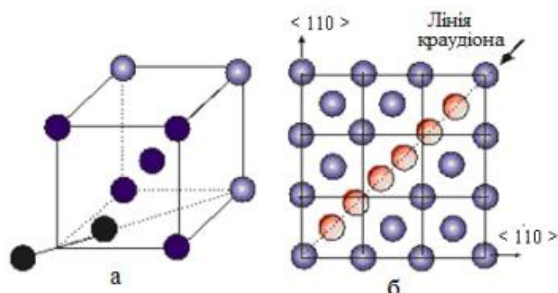


Рисунок 2.22 – Гантель $\langle 110 \rangle$ в ОЦК-ґратці (а) і краудіон $\langle 110 \rangle$ в ГЦК-ґратці (б).

Спотворення ґратки навколо точкових дефектів

Навколо порожнього вузла або міжвузлового атома кристалічна ґратка спотворюється. Точковий дефект можна розглядати в першому наближенні як центр стискання або розтягнення в пружному середовищі. Напруження і деформація навколо такого центра зменшуються обернено пропорційно третьому ступеню відстані від нього. Помітні зміщення спостерігаються лише на відстані одного-двох атомних діаметрів від центра дефекту. Ця область називається ядром дефекту. Розрахунковими методами на основі сил міжатомної взаємодії показано, що в ГЦК-ґратках навколо вакансії найближчі сусіди зміщені вбік вакансії. Другий шар атомів зміщений у напрямку від вакансії. На рис. 2.23 показане розташування атомів у площині куба $\{100\}$ навколо вакансії (пунктирне коло) у центрі грані кубічного об'єму (атоми не зміщені, тому що місце майбутньої вакансії поки що заповнене). Атоми першого шару знаходяться відносно вакантного вузла у напрямках $\langle 110 \rangle$, а атоми другого шару – у напрямках $\langle 100 \rangle$. Напрями зміщення атомів обох шарів зазначені стрілками. Таким чином, у різних напрямках зміщення мають різний знак і різну величину.

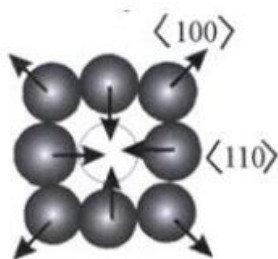


Рисунок 2.23 – Зміщення атомів навколо вакансії у ГЦК-ґратці.

У ГЦК-структурі розрахункова величина зміщення атомів першої координаційної сфери, що спрямована вбік вакансії, становить близько 2 % міжатомної відстані, а величина зміщення в протилежному напрямку атомів другої координаційної сфери на порядок менша. Розрахунки показують, що ці зміщення в ОЦК-ґратках у кілька разів більші, але все одно не перевищують 10 % міжатомної відстані. У чисто іонних кристалах навколо вакансій найближчі сусіди зміщені назовні, тому що всі вони мають заряд одного знака. Справа у тому що на місці вакансії раніше знаходився іон із зарядом іншого знака, що притягував своїх сусідів. Наприклад, вакансія негативного іона несе позитивний ефективний заряд і відштовхує своїх найближчих позитивно заряджених сусідів. Із наведених даних бачимо, що навколо вакансій зміщення сусідніх атомів дуже невеликі й становлять частки міжатомної відстані. Звісно, що навколо міжвузлового атома в щільній упаковці зміщення

сусідів більші, ніж навколо вакансій. Швидке загасання атомних зміщень при віддаленні від точкового дефекту означає, що міжатомні сили є силами близькодії, які різко зменшуються при збільшенні відстані. Оскільки вакансія прагне стягнути кристалічну ґратку матеріалу до себе, то її варто розглядати як центр всебічного розтягнення. Міжвузловий атом – це центр напруги стискання.

Термодинаміка точкових дефектів

Точкові дефекти підвищують енергію кристала, тому що на утворення кожного дефекту витрачена певна енергія. Основна частка енергії утворення точкового дефекту пов'язана з порушенням періодичності атомної структури і сил зв'язку між атомами. Так, точковий дефект у металі взаємодіє з усім електронним газом. Відділення позитивного іона з вузла аналогічне внесенню точкового від'ємного заряду; від цього заряду відштовхуються електрони провідності, що викликає підвищення їх енергії. Теоретичні розрахунки показують, що енергія утворення вакансії в металах становить приблизно 1 еВ, а міжвузлових атомів – 3–4 еВ. Незважаючи на збільшення внутрішньої енергії під час утворення вакансій і міжвузлових атомів, кристал у зрівноваженому стані має певну кількість точкових дефектів. Це пов'язано з тим, що зрівноважений стан характеризується не мінімумом внутрішньої, а мінімумом вільної енергії $F = U - TS$. Під час утворення точкових дефектів зростає внутрішня енергія кристала U , але одночасно через зростання ентропії збільшується зв'язана енергія TS . При певній, характерній для даної температури концентрації точкових дефектів, зростання ентропійного члена TS перекидає збільшення внутрішньої енергії системи, і вільна енергія системи виявляється зниженою через наявність дефектів. Одержимо формулу для розрахунку зрівноваженої концентрації вакансій. Для цього необхідно мінімізувати вільну енергію щодо числа вакансій. При введенні вакансій у кристал вільна енергія змінюється на величину

$$\Delta F = \Delta U - TS . \quad (2.19)$$

Позначимо енергію утворення однієї вакансії через E_0 . За умови, що вакансії не взаємодіють, і E_0 не залежить від n , загальне збільшення внутрішньої енергії кристала під час утворення у ньому n вакансій буде $\Delta U = nE_0$. При введенні вакансій у кристал збільшення ентропії ΔS складається з двох складових – конфігураційної і коливальної ентропій. Точкові дефекти значно збільшують конфігураційну ентропію кристала. Якщо ідеальний кристал складається з N однакових атомів, то для нього характерна лише одна структурна конфігурація; якщо атоми поміняти місцями, то нічого не зміниться, оскільки атоми одного сорту розрізнити неможливо. Замінивши всього лише один атом на вакансію, ми збільшуємо число можливих структурних конфігурацій з 1 до N (вакансія може знаходитися в кожному з N вузлів кристалічної ґратки). При збільшенні числа вакансій різко зростає число можливих способів їх розміщення по вузлах кристалічної ґратки. За наявності N вузлів і n вакансій число способів їх розміщення (число структурних конфігурацій) дорівнює $N!/(N-n)! \cdot n!$. Через вакансії конфігураційна ентропія, що має назву також ентропії зміщення, зростає на

$$\Delta S_{зм} = k \ln \left[\frac{N!}{(N-n)! n!} \right]. \quad (2.20)$$

Поблизу точкових дефектів частота коливань атомів виявляється зміненою. Наприклад, навколо вакансії атоми-сусіди зв'язані менш жорстко, пружні модулі локально знижені й частота коливань атомів, що оточують вакансію, нижча. У результаті збільшується число ймовірних мікростанів й ентропія додатково зростає. Позначимо коливальну ентропію під час утворення однієї вакансії через S_0 . При введенні n вакансій у кристал коливальна ентропія збільшується на nS_0 . Таким чином, під час утворення n вакансій загальне збільшення ентропії становить

$$\Delta S = k \ln \left[\frac{N!}{(N-n)! n!} \right] + nS \quad (2.21)$$

Звідси зміна вільної енергії дорівнює

$$\Delta F = \Delta U - T\Delta S = nE_0 - T \left\{ k \ln \left[\frac{N!}{(N-n)! n!} \right] + nS_0 \right\} \quad (2.22)$$

Щоб позбутися факторіалів, використаємо формулу Стірлінга $\ln x! = x \ln x - x$ (співвідношення працює при великих значеннях x). Тоді

$$\Delta F = nF_0 - kT [N \ln N - (N-n) \ln(N-n) - n \ln n] - nTS_0 \quad (2.23)$$

Тепер для виконання умови мінімізації вільної енергії прирівняємо до нуля першу похідну від ΔF за n :

$$\frac{\partial \Delta F}{\partial n} = E_0 - kT \ln \left[\frac{(N-n)}{n} \right] - TS_0 = 0 \quad (2.24)$$

Звідси одержимо

$$\frac{n}{(N-n)} = e^{\frac{S_0}{k}} \cdot e^{-\frac{E_0}{kT}} \quad (2.25)$$

Оскільки $N \gg n$, можна написати

$$\frac{n}{N} = C_v = e^{\frac{S_0}{k}} \cdot e^{-\frac{E_0}{kT}}, \quad (2.26)$$

де C_v позначає зрівноважену концентрацію дефектів (атомну частку вакансій). У ГЦК-металах відношення S_0/k близьке до одиниці. Тому багато оцінювальних розрахунків рівноважної концентрації вакансій можна вести за спрощеною формулою, нехтуючи коливальною ентропією:

$$C_v = e^{-\frac{E_0}{kT}} \quad (2.27)$$

Ця формула показує, що реальна концентрація вакансій повинна сильно залежати від температури. Наприклад, якщо прийняти що енергія утворення вакансії становить 1,1 еВ, то одержимо такі значення концентрації вакансій у матеріалі:

10^{-19} ($T = 300$ K); 10^{-8} ($T = 700$ K); 10^{-5} ($T = 1100$ K); 10^{-4} ($T = 1350$ K).

Той самий висновок і кінцеві формули справедливі й для міжвузлових атомів. Розрахунок зрівноваженої концентрації вакансій (міжвузлових атомів) можна провести, лише знаючи величину енергії утворення дефекту. Розрахувати теоретично цю величину досить важко, тому при розрахунку концентрації точкових дефектів доводиться задовольнятися лише наближеними

оцінками. Вони дають дуже важливу інформацію про точкові дефекти. Наприклад, у щільних упаковках енергія утворення вакансій у кілька разів менша за енергію утворення міжвузлових атомів. Оскільки енергія утворення дефекту входить у показник ступеня формули (2.27), то навіть незначне розходження в E_0 обумовлює величезну різницю в концентрації вакансій і міжвузлових атомів. У щільних упаковках, характерних для більшості металів, вакансії є основними власними точковими дефектами в умовах термодинамічної рівноваги. Енергію утворення вакансії E_0 можна приблизно оцінити, виходячи з емпіричного співвідношення між E_0 і E_d – енергії активації самодифузії, що визначає температурну залежність коефіцієнта дифузії

$$D = D_0 \exp(-E_d/kT).$$

У ГЦК-металах $E_0 = 0,5-0,6 E_d$, в ОЦК металах $E_0 = 0,55-0,65 E_d$. Енергія активації самодифузії приблизно пропорційна температурі плавлення металів. Відомо емпіричне співвідношення $E_d/T_{пл} = 150$ Дж/моль·К. З урахуванням цього можна зробити висновок, що при великій різниці в точках плавлення більш високу енергію утворення вакансій варто очікувати у більш тугоплавкого металу. Це і зрозуміло – значна різниця в температурах плавлення означає розбіжність у величині сил міжатомного зв'язку, а видалення атома з вузла ґратки вимагає повного або часткового розриву міжатомних зв'язків.

Джерела і стоки точкових дефектів

Вакансії утворюються внаслідок флуктуацій енергії під час хаотичного теплового руху атомів, при пластичній деформації, при ядерному опроміненні металів, а також під час інших процесів. Теплові вакансії утворюються за механізмом Шоткі (рис. 2.24). Атом поверхневого шару, одержуючи надлишок енергії від сусідів, випаровується з кристала або, що ще легше, переходить в адсорбований шар. На місце, де був атом поверхневого шару, переходить сусідній атом із більш глибокого шару і т. п. Так утворюється вакансія, що переміщується всередину кристала. Джерелом теплових вакансій є, таким чином, вільні поверхні кристала, а також порожнини й тріщини всередині нього, межі зерен і дислокації. При пластичній деформації рух дислокацій з порогоми приводить до утворення незрівноваженого надлишку вакансій. Вакансії можуть утворюватися також при анігіляції крайових дислокацій протилежного знака.

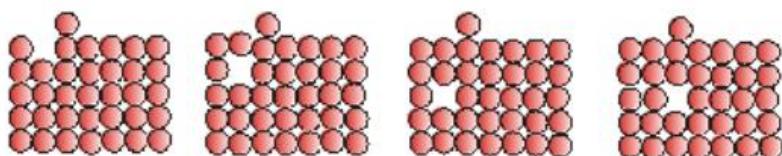


Рисунок 2.24 – Утворення вакансії за механізмом Шоткі.

При опроміненні металів частинками з великою енергією атоми вибиваються з вузлів ґратки, внаслідок чого утворюється френкелівська пара – міжвузловий атом і вакансія. Вільні поверхні, межі зерен і дислокації слугують джерелами вакансій, поки кристал ще не насичений ними. Якщо ж кристал пересичений вакансіями, наприклад при загартуванні, то ці джерела можуть діяти як стоки – місця, куди мігрують (стікають) вакансії і де вони зникають. Вакансія і міжвузловий атом можуть анігілювати при зустрічі.

Лінійні дефекти кристалічної структури

Загальні уявлення про крайові дислокації Якщо одна з атомних площин обривається усередині кристала (рис. 2.25), виникає крайова дислокація. Найбільш простий і наочний спосіб уведення дислокацій у кристал – зсув. На рис. 2.25 схематично зображений кристал у вигляді паралелепіпеда, верхня частина якого зсунута відносно нижньої на одну міжатомну відстань. Зсув охопив ділянку площини ковзання ABCD, AB – межа цієї ділянки. На рис. 2.25 для випадку примітивної кубічної ґратки показаний розріз паралелепіпеда по атомній площині,

перпендикулярній до лінії АБ. У результаті зсуву одна вертикальна атомна площина кристала вже не має продовження в нижній частині кристала. Таку зайву площину називають екстраплощиною.

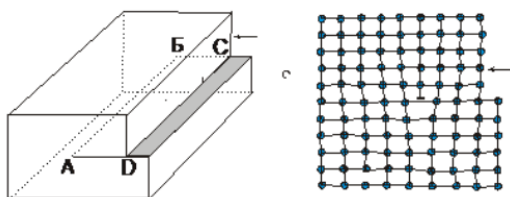


Рисунок 2.25 – Створення крайової дислокації методом зсуву.

Стрілкою позначено вектор зсуву. Можна уявити інший шлях появи екстраплощини, якщо розщепити кристал по вертикалі та вставити в нього на неповну глибину зайвий атомний шар. Поблизу краю екстраплощини кристалічна ґратка сильно деформована. Область недосконалості кристала навколо краю екстраплощини називається крайовою дислокацією. Можна уявити, що розглянута область недосконалості знаходиться всередині труби, віссю якої є край екстраплощини. Поза трубою кристал майже ідеальний, а всередині (у так званому ядрі дислокації) – сильно розупорядкований. Дійсне положення атомів у ядрі дислокації розрахунковим шляхом поки що встановити не вдається. Положення центра ядра дислокації позначається значком \perp . Якщо екстраплощина знаходиться у верхній частині кристала, дислокацію називають позитивною, якщо в нижній частині – негативною. Необхідно зазначити, що лінія крайової дислокації АБ перпендикулярна до вектора зсуву, показаного на рисунку 2.25 стрілкою. У такий спосіб можна дати загальне визначення дислокації: дислокацією називається лінійна недосконалість, що утворює всередині кристала межу зони зсуву. Ця межа відокремлює ту частину площини ковзання, де зсув уже пройшов, від тієї частини, де він ще не починався.

Гвинтова дислокація

У 1939 р. Бюргерс увів поняття гвинтової дислокації. Зробимо в кристалі надріз по площині ABCD (рис. 2.26) і зрушимо одну частину кристала відносно іншої на одну міжплосинну відстань. Удалині від лінії ВС кристалічна ґратка залишається досконалою, а поблизу від цієї лінії – ні. Уздовж лінії ВС тягнеться область недосконалості, що й називається гвинтовою дислокацією.

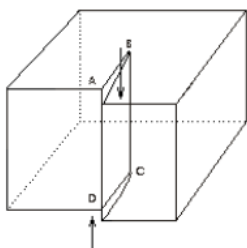


Рисунок 2.26 – Гвинтова дислокація одержана зсувом.

Точне розміщення атомів у ядрі гвинтової дислокації невідоме, але можна припустити, що воно близьке до розміщення їх по гвинтовій лінії. Гвинтова дислокація, як і нарізка гвинта, може бути лівою і правою. Якщо лінія крайової дислокації завжди перпендикулярна до вектора зсуву, то лінія гвинтової дислокації паралельна вектору зсуву. Гвинтова дислокація може утворитися при зсуві по будь-якій кристалографічній площині, що містить лінію дислокації. Таким чином, гвинтова дислокація на відміну від крайової не визначає однозначно площини зсуву.

Вектор Бюргерса

Вектор Бюргерса є основною кількісною характеристикою дислокацій. Він визначає енергію дислокацій, сили що діють на дислокацію, величину зсуву, викликаного дислокацією, рухливість дислокації. Якщо дислокація вводиться в кристал чистим зсувом, то вектор зсуву $\vec{\epsilon}$ є вектором Бюргерса. Однак дислокація далеко не завжди викликається зсувом. Тому більш загальним є визначення вектора Бюргерса не як вектора зсуву, а як міри спотворення кристалічної ґратки. Для визначення вектора Бюргерса будують контур Бюргерса. Це замкнутий контур, побудований у кристалі шляхом послідовного обходу дефекту від атома до атома в досконалій області кристала. Проведемо замкнений контур, починаючи з точки 1 навколо дислокації (рис. 2.27 а). З такою самою послідовністю кроків будемо проводити контур у досконалому кристалі. На рисунку 2.27 б бачимо, що контур залишився незамкненим. Щоб його замкнути, потрібно провести відрізок-вектор із точки 5 у точку 1. Це \vec{b} є вектор Бюргерса дислокації, зображеної на рис. 2.28 а. На рис. 2.29 зображений контур Бюргерса, для гвинтової дислокації. Варто зазначити, що вектор Бюргерса не завжди дорівнює періоду кристалічної ґратки. Це стосується в першу чергу дислокацій у реальних металевих структурах.

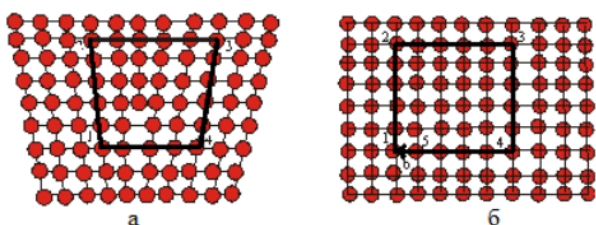


Рисунок 2.27 – Контур Бюргерса навколо крайової дислокації (а) та в ідеальному кристалі (б)

Вектор Бюргерса є нормальним до лінії крайової дислокації і паралельним лінії гвинтової дислокації. Уздовж лінії змішаної дислокації кут між нею і вектором Бюргерса в різних точках має різну величину. Вектор Бюргерса змішаної дислокації можна розкласти на крайову і гвинтову компоненти. Вектор Бюргерса однаковий уздовж усієї лінії дислокації, тобто є інваріантом дислокації. Величину вектора Бюргерса можна подати як

$$|\vec{b}| = \sqrt{b_x^2 + b_y^2 + b_z^2}, \quad (2.28)$$

де b_x , b_y , b_z – складові вектора по трьох координатних осях. За напрям осей, як правило, беруть кристалографічні напрями ребер елементарної комірки кристалічної ґратки. Для кубічних ґраток вектор Бюргерса записується як

$$\vec{b} = na[uvw]. \quad (2.29)$$

де a – період елементарної комірки; $[uvw]$ – символ кристалографічного напрямку вектора Бюргерса. Величина вектора, або потужність, дорівнює

$$b = na \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}. \quad (2.30)$$

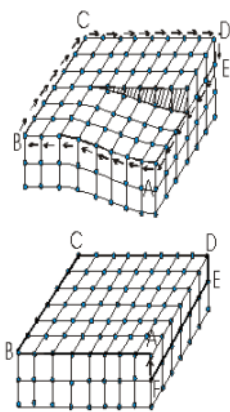


Рисунок 2.28 – Контур Бюргера навколо гвинтової дислокації та в ідеальному кристалі.

Густина дислокацій

Під густиною дислокацій розуміють сумарну довжину всіх ліній дислокації в одиниці об'єму кристала:

$$\rho = \sum \frac{l}{V} (\text{см}^{-2}). \quad (2.31)$$

Густину дислокацій визначають так само, як і кількість дислокацій, що перетинають одиницю площі металографічного шліфа. Обидва способи підрахунку густини дислокацій дають дещо різні значення. Густина дислокацій у металах може лежати у широких межах залежно від способу одержання та обробки матеріалу. Так, у монокристалічних «вусах» дислокацій взагалі може не бути. У ретельно вирощених монокристалах високої чистоти густина дислокацій становить $10^3 - 10^4 \text{ см}^{-2}$, а в полікристалічних металах після холодної деформації густина дислокацій досягає $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Від густини дислокацій залежить більшість важливих так званих структурочутливих властивостей металів і сплавів.

Пружні властивості дислокацій. Енергія дислокації

Наявність дислокації приводить до підвищення енергії кристала. Для оцінювання енергії гвинтової дислокації будемо вважати, що монокристал поводить себе як пружне ізотропне тіло. Створимо за допомогою зсуву гвинтову дислокацію в такому кристалі (рис. 2.29). Зсув відбувається під дією дотичних сил і відповідних напруг у площині надрізу. Робота, виконана цими силами для створення зсуву b , дорівнює енергії гвинтової дислокації:

$$E_s = \int \frac{\tau}{2} b \times ds, \quad (2.32)$$

де τ – дотичне напруження, що спричиняє зрушення на величину b . У процесі зсуву напруження зростає від 0 до τ_{max} , тому необхідно брати середню за весь період зрушення величину дотичного напруження – $\tau/2$. Добуток цього напруження на величину площі, за якою відбувається зсув, дає силу, потрібну для зсуву, а добуток цієї сили на величину зсуву – шукану роботу. Оскільки дотичні напруження на різній відстані від осі дислокації різні (вони зменшуються із збільшенням цієї відстані), потрібно брати інтеграл дотичних напружень за всією площею зсуву. Подумки розділимо кристал на ряд циліндричних шарів із загальною віссю. Візьмемо один шар із радіусом r і товщиною dr (рис. 2.29 а) та розгорнемо його в плоску пластину (рис. 2.29 б). Для малих зсувних деформацій справедливий закон Гука:

$$\tau = Gb/2\pi r \quad (G - \text{модуль зсуву}).$$

Це дотичне напруження діє на площині $ds = ldr$. Тоді

$$E_a = \int \frac{\tau}{2} b \cdot ds = \int \frac{Gb^2 l}{4\pi r} dr = \frac{Gb^2 l}{4\pi} \int_{r_0}^R \frac{dr}{r}. \quad (2.32)$$

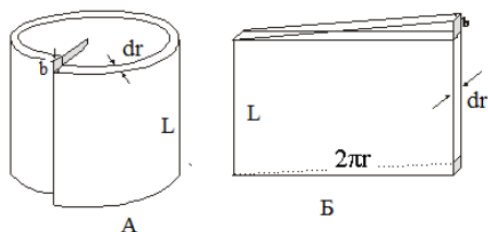


Рисунок 2.29 – Циліндрична оболонка навколо гвинтової дислокації, розгорнута у пластину.

У цьому виразі: l – довжина дислокації; r_0 – радіус ядра дислокації (декілька міжатомних відстаней); R – відстань, на яку поширюється пружна деформація від дислокації. Будемо розуміти під енергією дислокації зв'язану з нею пружну енергію кристала, що припадає на одиницю довжини дислокації. Отже,

$$E = \frac{E_a}{l} = \frac{Gb^2}{4\pi} \ln\left(\frac{R}{r_0}\right). \quad (2.33)$$

Для крайової дислокації розрахунки дають такий вираз:

$$E = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\mu)} \ln\left(\frac{R}{r_0}\right), \quad (2.34)$$

де μ – коефіцієнт Пуассона. Приймаючи за типове для металів значення $\mu = 0,3$, одержимо, що енергія крайової дислокації в 1,5 раз більша за енергію гвинтової дислокації. Для оцінних розрахунків енергії дислокацій різних типів у відповідні формули підставляють найбільш типові значення величин R , r_0 , μ , що дає зручний вираз:

$$E = \alpha Gb^2, \quad (2.35)$$

де $\alpha = 0,5 - 1$. Різні оцінювання показують, що потенціальна енергія ядра дислокації становить одну десяту енергії, зв'язаної з пружною деформацією за межами ядра дислокації. Енергія гвинтової дислокації для різних кристалів знаходиться в межах від 3 до 10 еВ з розрахунку на одну міжатомну відстань уздовж лінії дислокації. Збільшення довжини дислокації приводить до зростання її пружної енергії. Тому лінія дислокації поводить ся як пружна нитка, що прагне випрямитися, щоб скоротити свою довжину. Енергію дислокації, що припадає на одиницю її довжини, називають лінійним натягом дислокації T . Отже,

$$T = \alpha Gb^2. \quad (2.36)$$

Сила лінійного натягу дислокації спрямована вздовж лінії дислокації.

Сили, що діють на дислокацію

Рух дислокації спричиняє пластичну деформацію кристала, тобто дислокація виконує роботу. Тому можна оперувати уявленням про дію деякої сили на лінію дислокації як на

самостійний фізичний об'єкт. У загальному випадку на дислокацію діють сили різного походження: зовнішні сили, прикладені до поверхні кристала; внутрішні сили від дії полів напруги навколо сусідніх дислокацій, сторонніх атомів та інших недосконалостей кристалічної ґратки. Розглянемо дію лише зовнішніх сил на крайову дислокацію. Нехай під дією дотичних напружень від зовнішньої сили F відбулося наскрізне зрушення верхньої частини кристала відносно нижньої на величину b . При цьому сила F виконала роботу

$$A = Fb.$$

Оскільки дотичні напруження діють на площі

$$S = l_1 l_2,$$

де l_1 – довжина і l_2 – ширина кристала, то сила, що діє в цій площині,

$$F = \tau l_1 l_2 \quad \text{і} \quad A = b \tau l_1 l_2.$$

Нам потрібно одержати силу, що діє на одиницю довжини дислокації. Сила, що діє на всю дислокацію, $F = f l_2$. При переміщенні дислокації через усю довжину кристала l_1 робота цієї сили $A_d = F_d l_1 = f l_1 l_2$ і вона дорівнює виконаній роботі A . Отже,

$$f l_1 l_2 = b \tau l_1 l_2.$$

Звідси

$$f = b \tau. \quad (2.37)$$

Сила, що діє на одиницю довжини дислокації, дорівнює добутку вектора Бюргерса на дотичне напруження в площині ковзання. Ця сила перпендикулярна до лінії дислокації і спрямована до тієї частини площини ковзання, де ковзання ще не відбулося. Для гвинтової і змішаної дислокацій сила, що діє на одиницю її довжини, також дорівнює добутку вектора Бюргерса на дотичне напруження і спрямована перпендикулярно до лінії дислокації в будь-якій її точці вбік ділянки площини ковзання, ще не охопленої зсувом. Якщо напрям прикладання дотичних напружень не збігається з вектором Бюргерса, то величина τ являє собою проекцію дотичного напруження на напрям вектора Бюргерса.

Механічні властивості твердих тіл

Під дією зовнішніх сил тверді тіла здатні деформуватися, зберігаючи загалом при цьому форму за відсутності чи незначному силовому впливі. Деформацією твердого тіла називають зміну його розмірів і об'єму, що переважно супроводжується зміною форми тіла. В деяких випадках (всесічні стиснення або розтягування) форма тіла зберігається. В залежності від величини прикладеної сили деформація може бути пружною, пластичною. При пружній деформації тіло повертає собі початкову форму і розміри після припинення дії прикладених сил. Кожне пружне тверде тіло характеризується модулями пружності (закон Гука). Відмінною рисою твердого тіла в порівнянні з рідинами та газами є те, що воно чинить опір не тільки розтягу та стисканню, а також зсуву, згину й крученню. Кожне тверде тіло має властивий йому поріг деформації, після якої настає руйнування. Властивість твердого тіла опиратися руйнуванню характеризується міцністю. При руйнуванні в твердому тілі з'являються і розповсюджуються тріщини, які врешті-решт призводять до розлому. До механічних властивостей твердого тіла належить також його здатність проводити звук, який є хвилею, що переносить локальну деформацію з одного місця в інше. На відміну від рідин та газів у твердому тілі можуть розповсюджуватися не лише поздовжні звукові

хвилі, а й поперечні, що зв'язано з опором твердого тіла деформації зсуву. Швидкість звуку в твердих тілах загалом вища, ніж у газах, зокрема в повітрі, оскільки міжатомна взаємодія набагато сильніша. Швидкість звуку в кристалічних твердих тілах характеризується анізотропією, тобто залежністю від напрямку поширення.

Пружна і пластична деформація

Основними явищами, які визначають механічні властивості кристалів, є їх деформація та руйнування під дією прикладених сил. Деформація тіла під дію прикладених до нього сил суттєво залежить від його розмірів та форми. Опис деформацій розтягу та стиснення здійснюють за допомогою таких величин:

– механічна напруга, яка рівна відношенню сили пружності до площі поперечного перерізу тіла -

$$\sigma = \frac{F}{S};$$

– відносна деформація, яка рівна відношенню видовження стержня Δl до його початкової довжини l_0 .

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0}.$$

Графічна залежність відносної деформації від прикладеної напруги наведена на рис. 2.30.

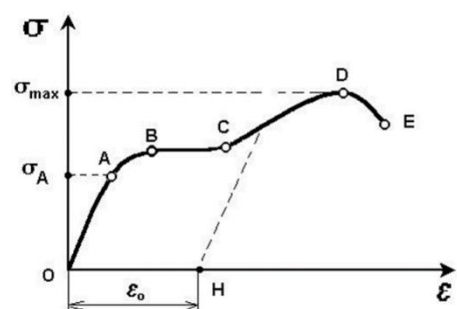


Рисунок 2.30 – Діаграма деформації.

На ділянці OA виконується закон Гука, який встановлює лінійну залежність між відносною деформацією та механічною напругою: $\sigma = E\varepsilon$, де E – модуль Юнга, що характеризує пружні властивості речовини. Така деформація називається пружною і зникає при знятті напруги, а зразок з точки A по лінії OA повертається у початковий стан. Значення σ_A називають межею пружності. На ділянці AB з'являються і наростають порушення закону Гука, а в точці B починається текучість речовини. Горизонтальна ділянка BC - ділянка текучості: зразок видовжується при незмінній напрузі. Всередині тіла розмножуються дефекти, а в околі точки C їх стає так багато, що взаємовплив дефектів суттєво зміцнює матеріал зразка. Ділянка CD: розтяг зразка продовжується. Зняття напруги у будь-якій точці на ділянці BD призводить до скорочення зразка по лінії CH, яка паралельна OA так, що зразок набуває залишкову деформацію ε_0 . Значення σ_{max} у верхній точці кривої називається границею міцності. На ділянці DE тіло розривається. Таким чином, крива розтягування у координатах $\sigma - \varepsilon$ характеризує міцність, крихкість та пластичність, які є механічними характеристиками кристала. Ці властивості визначаються не тільки природою кристала, але й залежать від температури, швидкості і типу деформації, наявності домішок у кристалі, його орієнтування, попередньої механічної та термічної обробки.

Вплив деформацій на провідність напівпровідників

Провідність твердого кристалічного тіла змінюється при впливі на нього різного виду деформацій у зв'язку зі зміною міжатомних відстаней і зміни концентрації і рухливості носіїв

заряду. Концентрація змінюється внаслідок зміни ширини енергетичних зон напівпровідника й зсуву домішкових рівнів, що приводить, у свою чергу, до зміни енергії активації носіїв заряду й, отже, до зменшення або збільшення концентрації.

Пластична деформація - складова залишкової деформації, що не викликає зміни об'єму. Залишкова деформація - деформація, що залишається після усунення навантаження, яке її викликало. Різниця між пружною та пластичною деформаціями обумовлена різними процесами, які відбуваються на атомному рівні. Пружна деформація характеризується тим, що під дією зовнішніх невеликих напружень атоми лише трішки зміщуються із положень рівноваги, а після припинення дії сил атоми повертаються у своє вихідне положення. У однорідному полі напружень пружна деформація усього кристала також однорідна. Пластична деформація надто неоднорідна. Пластична деформація у протилежність пружній настільки значна, що можна говорити про розрив зв'язків між атомами, які до деформації були сусідами, та про утворення нових стійких зв'язків. Пластична деформація кристала може відбуватися двома шляхами: ковзанням і двійникуванням.

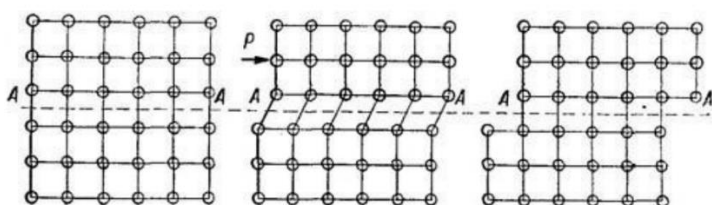


Рисунок 2.31 – Пластичний зсув (схема) у ідеальній кристалічній решітці.

Ковзання – це деформація, при якій відбувається переміщення однієї частини кристала відносно другої шляхом зміщення тонких шарів кристала один відносно одного подібно до стопки книжок, що зісковзують без зміни об'єму. Площини, вздовж яких відбувається переміщення шарів кристала, називаються площинами ковзання, а напрямки руху шарів, які зсовуються, – напрямком ковзання.

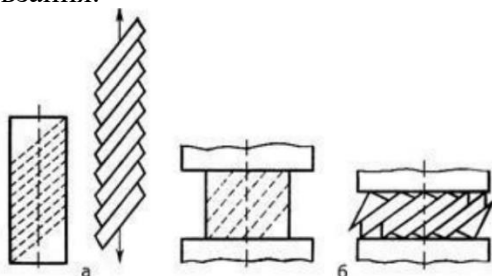


Рисунок 2.32 – Деформація ковзанням при розтягуванні (а) і стисненні (б).

Двійникування, як і ковзання, розвивається тільки по визначених кристалографічних площинах. Цей процес розвивається дуже швидко і супроводжується зазвичай характерним тріском. Двійникування виявляється лише тоді, коли деформація ковзанням утруднена. Спаяністю називається здатність кристалів розколюватися під дією механічних сил по визначених площинах – площинах спаяності. Кристали можуть розколюватися у одному (слюда, гіпс), двох (ортотлаз, піроксени), трьох (кальцит, галеніт) і більше напрямках (флюорит). Спаяність пов'язана зі структурою кристала.

Твердість. Міцність. Мікротвердість

Твердість – це властивість кристала чинити опір пластичній деформації, яка виникає при вдавлюванні в нього більш твердого тіла (індентора). Твердість визначається шляхом утворення контактних напружень, які виникають при натисненні тіл одно на одне по невеликій площині стику їх між собою. Для вимірювання твердості кристалів використовують дві групи методів:

вдавлювання індентора (кульки, конуса, піраміди) та дряпанням вістрям, на яке діє контрольоване навантаження. Твердість, яка виміряна за методом вдавлювання, визначається відношенням навантаження до площі відбитка на поверхні грані. В залежності від форми індентора розрізняють такі види випробовувань: по Бринеллю (сталева кулька), по Роквеллу (алмазний конус або сталева кулька), по Віккерсу (алмазна піраміда) мікротвердості (рис. 2.33) тощо. Частіше для вимірювання твердості кристалів методом вдавлювання використовується пристрій типу ПМТ - 3, в якому індентор – алмазна чотиригранна піраміда. Твердість, яка виміряна за цим методом, має назву мікротвердість, тому що цей прилад дозволяє оцінювати властивості окремих мікрооб'єктів та зерен (кристалітів). За розміром та формою відбитка можливо також визначити анізотропію, ступінь крихкості та пластичності.



Рисунок 2.33 – Відбиток піраміди Віккерса

ЛЕКЦІЯ 3. ТЕПЛОВІ ВЛАСТИВОСТІ ТВЕРДИХ ТІЛ

Поняття про нормальні коливання ґраток

Атоми твердих тіл роблять складні теплові коливання біля положень рівноваги, безпосередній кількісний опис яких являє собою значні труднощі. Тому вдаються до такого методу розгляду теплових коливань кристалічних ґраток. Замість того щоб вивчати індивідуальні коливання окремих частинок, розглядають їх колективний рух в кристалі як в просторово упорядкованій системі. Такий підхід заснований на тому, що внаслідок дії сил зв'язку коливання, що виникло у однієї частинки, негайно передається сусіднім частинкам і в кристалі збуджується загальний рух у формі пружної хвилі, що охоплює всі частинки кристала. Такий загальний рух може бути поданий як сукупність синусоїдальних хвиль, названих нормальними коливаннями ґратки. Число різних нормальних коливань ґратки рівне числу її коливальних ступенів свободи. Оскільки кристал, що складається з N атомів, є зв'язаною коливальною системою, що має $3N$ степені свободи, то в ньому може бути збуджено в загальному випадку $3N$ нормальних коливань, що розрізняються частотами, напрямом розповсюдження і т. д. Як приклад на рис. 3.1, а показана одновимірна модель твердого тіла – лінійний ланцюжок атомів, віддалених на відстані a один від одного і здатних коливатися в одному напрямі перпендикулярно осі ланцюжка. Якщо кінці ланцюжка з'єднані так, що повинні виконуватися періодичні граничні умови, то коливання, що відповідає найнижчій частоті, відповідає виникненню хвилі з довжиною, рівною довжині ланцюжка (рис. 3.1, б; крива 1). Наступному нормальному коливанню відповідає хвиля удвічі меншої довжини (крива 2) і т. д. Очевидно, що найкоротша довжина хвилі, яка може утворитися в такому ланцюжку, рівна подвоєній відстані між атомами ланцюжка (рис. 3.1, в):

$$l_{\min} = 2a. \quad (3.1)$$

Їй відповідає максимальна частота ω_{\max} , пов'язана з довжиною хвилі l_{\min} таким співвідношенням:

$$\omega_{\max} = 2\pi\nu / l_{\min} = \pi \nu / a, \quad (3.2)$$

де ν – фазова швидкість розповсюдження коливань в ланцюжку. Ця частота є характеристикою матеріалу і, як видно з (3.2), визначається міжатомною відстанню і швидкістю розповсюдження коливань в ланцюжку (кристалі).

Для характеристики хвильових процесів зручно користуватися хвильовим вектором q , який за напрямом збігається з напрямом розповсюдження коливань і з модулем

$$q = 2\pi/l.$$

Оскільки $l = \nu / n$, де n – частота коливань, то $q = 2\pi n / \nu = \omega / \nu$. Звідси:

$$\omega = q \cdot \nu. \quad (3.3)$$

Формулу (3.3), що виражає залежність частоти коливань від хвильового вектора, називають дисперсійною формулою, а графік цієї залежності – дисперсійною кривою (*dispersive curved*). Якби фазова швидкість J , що входить в (3.3), не залежала від довжини хвилі, то була б пропорційна q і дисперсійна крива $\omega(q)$ була б прямою 1, що показана на рис. 3.1, г штриховою лінією. Цей випадок повинен реалізуватися для безперервного середовища. В ланцюжку ж, побудованому з пружно зв'язаних атомів, тобто що має дискретну структуру, короткі хвилі, яким відповідають вищі частоти коливань, розповсюджуються повільніше, ніж довгі. Інакше кажучи, для тіл з дискретною структурою повинно мати місце явище дисперсії – залежність швидкості розповсюдження коливань від довжини хвилі або, що те ж саме, від хвильового вектора. Для простого випадку лінійного ланцюжка пружно зв'язаних атомів залежність J від q виражається таким співвідношенням:

$$v = v_0 \cdot \frac{\sin(qa/2)}{qa/2}, \quad (3.4)$$

де v_0 – швидкість розповсюдження низькочастотних коливань.

З (3.4) видно, що при даному значенні a швидкість практично не залежить від q і рівна приблизно тільки в області малих значень q , у якій відношення

$$\frac{\sin(qa/2)}{qa/2} \approx 1$$

у цій області $\omega \sim q$ і дисперсійна крива 2 (рис. 3.1, г) зливається з штриховою прямою для безперервного середовища. У міру зростання q відношення

$$\frac{\sin(qa/2)}{qa/2}$$

зменшується, унаслідок чого зменшується і фазова швидкість розповсюдження коливань в ланцюжку (явище дисперсії). Це приводить до порушення лінійної залежності між ω і q і відхилення вниз дисперсійної кривої 2, яка в межі при $q_{\max} = \pm \pi/a$, відповідна $\omega_{\min} = 2a$, стає паралельна осі q . Розглянемо тепер ланцюжок, що складається з атомів двох типів, що правильно чергуються один з одним (рис. 3.2, а). Позначимо масу важчих атомів через M , легших – через m . У такому ланцюжку можливе виникнення двох типів нормальних коливань, показаних на рис. 3.2, б, в. Коливання, показані на рис. 3.2, б, нічим не відрізняються від коливань однорідного ланцюжка: сусідні атоми коливаються практично в одній фазі і при $q = 0$ частота $\omega_{\text{ак}} = 0$. Такі коливання називають акустичними, оскільки вони включають весь спектр звукових коливань ланцюжка. Вони відіграють основну роль у визначенні теплових властивостей кристалів – теплоємності, теплопровідності, термічного розширення і т.д. У разі нормальних коливань, показаних на рис. 3.2, в, сусідні атоми коливаються в протилежних фазах. Ці коливання можна розглядати як коливання одне відносно одного двох підграток з однакових атомів, вставлених один в другий. Їх називають оптичними коливаннями, оскільки вони можуть збуджуватися за допомогою інфрачервоного випромінювання. На рис. 3.2, г показані дисперсійні криві (dispersive curved) для акустичних і оптичних нормальних коливань ланцюжка, що складається з двох видів атомів. Тоді як для акустичних коливань частота росте із зростанням q і досягає максимального значення при $q=0$, для оптичних коливань має місце при $q=0$; із зростанням частота цих коливань зменшується і стає мінімальною при $q_{\text{маг}} = \pi/a$.

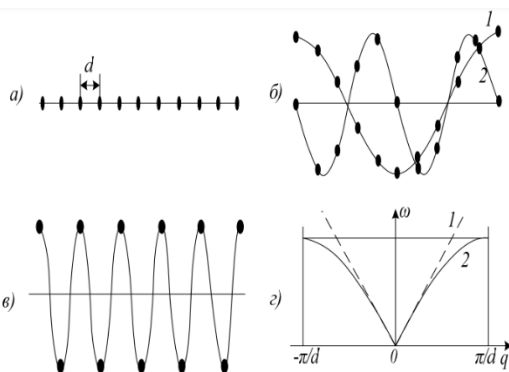


Рисунок 3.1 – Нормальні коливання лінійного ланцюжка, що складається з однакових атомів.

Оптичні коливання виникають не тільки в ланцюжку, що складається з різнорідних атомів, але і у тому випадку, коли ланцюжок складається з двох і простіших ланцюжків, складених з однакових атомів і вставлених один в одного, як показано на рис. 3.2, г. В елементарній комірці такого

ланцюжка міститься два атоми. Оптичні коливання (optical oscillation) виникають в результаті коливань однієї підгратки відносно іншої.

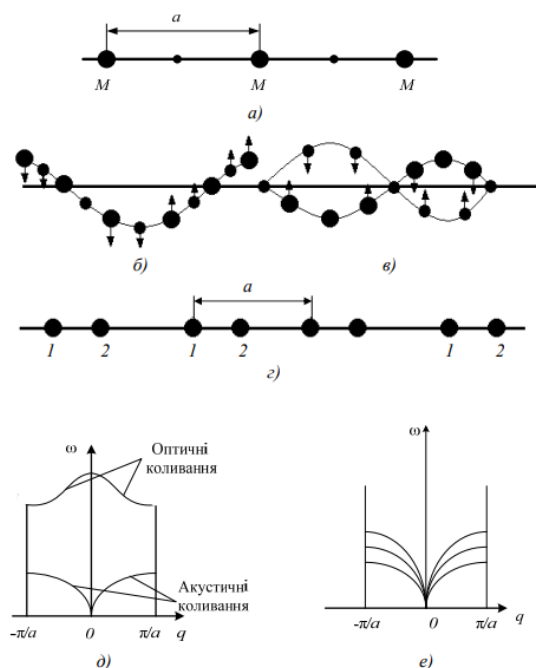


Рисунок 3.2 – Нормальні коливання ланцюжка, що складається з атомів двох типів: а) – розташування атомів в ланцюжку; б) – акустичні нормальні коливання; в) – оптичні нормальні коливання; г) – лінійна гратка з базисом; д) – дисперсійні криві для акустичних і оптичних нормальних коливань; е) – акустичні гілки нормальних коливань тривимірної гратки.

Поняття про фонони

Як і лінійний гармонічний осцилятор, кожне з нормальних коливань гратки може мати тільки дискретні значення енергії. Енергія нормального коливання гратки, що має частоту ω рівна

$$E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega, n = 0, 1, 2, \dots, \quad (3.5)$$

а спектр цього коливання повинен збігатись із спектром осцилятора. В збіганні з цим спектром мінімальна порція енергії, яку може поглинути або випустити гратка при теплових коливаннях, відповідає переходу нормального коливання з даного рівня на найближчий сусідній рівень і рівна

$$E_\phi = \hbar\omega. \quad (3.6)$$

Ця порція або квант енергії теплових коливань гратки називається фононом за аналогією з квантом електромагнітного випромінювання – фононом. Ця аналогія простежується і далі. З точки зору квантової теорії рівноважне теплове випромінювання розглядається як газ, утворений квантами світла – фононами, що мають енергію

$$E = \hbar\omega = \hbar v$$

і імпульсом

$$p = \hbar\omega/c = \hbar v/c,$$

де c – швидкість світла. Так само поле пружних хвиль, що заповнюють кристал, можна трактувати як газ, утворений квантами нормальних коливань – фононами (phonon), що мають енергію $E_\phi = \hbar\omega = \hbar v q$

і імпульс , $p = \hbar\omega/v = \hbar q$ (3.7)

де v – фазова швидкість; l – довжина пружної хвилі; q – її хвильове число. З цієї точки зору кристал можна порівняти з ящиком, заповненим фононним газом. Оскільки кристалічні ґратки можуть коливатися з різними частотами ω , то і енергії фононів в кристалі різні. Число фононів з даною енергією визначається ступенем збудження нормального коливання з частотою ω . Якщо воно збуджене до n -го рівня, тобто має енергію E_n , то говорять, що в ґратці є n фононів з енергією кожний.

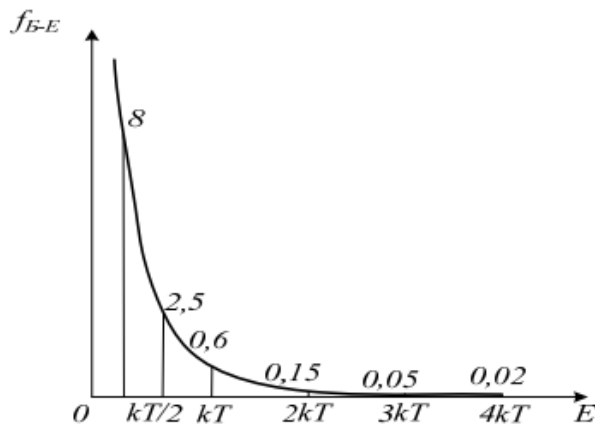


Рисунок 3.3 – Графік функції розподілу фононів за енергіями

Розподіл фононів за енергіями описується функцією Бозе – Ейнштейна, графік якої наведений на рис.3.3. З цього графіка видно, що при температурі T в ґратці збуджені нормальні коливання практично лише до частоти $\omega \gg kT/\hbar$; вищих частот в ґратках майже немає. Оскільки функція розподілу виражає середнє число фононів, які мають енергію $E_\phi = \hbar\omega$, то, помноживши на одержимо середню енергію нормального коливання, збудженого в ґратках при температурі T і частоті ω

$$\bar{E}_{\text{нк}} = \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1} \quad (3.8)$$

Теплоємність твердих тіл

Знаючи середню енергію нормального коливання (3.8), можна визначити теплову енергію ґратки і її теплоємність

$$C_V = dE_{\text{тп}}/dT.$$

У області низьких температур, у якій збуджуються в основному низькочастотні фонони з енергією $E_\phi \ll kT$, вираз (3.8) можна приблизно подати так:

$$E_{\text{нк}} = \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1} \gg \frac{\hbar\omega}{1 + \hbar\omega/kT + \dots - 1} \gg kT - T \quad (3.9)$$

З (3.9) витікає, що в цій області температур росте пропорційно T . Це зростання обумовлено збільшенням ступеня збудження енергія нормального коливання із збільшенням T . Вважаючи, що при температурі T в ґратці збуджуються всі коливання аж до частоти ω , можна визначити число збуджених коливань Z :

$$Z \approx \int_0^{kT/\hbar} g(\omega) d\omega \sim \int_0^{kT/\hbar} \omega^2 d\omega \sim T^3 \quad (3.10)$$

Таким чином, в області низьких температур енергія кристала із зростанням T збільшується внаслідок дії двох чинників: зростання середньої енергії нормальних коливань зростання числа збуджених коливань. Тому в цілому енергія кристала росте пропорційно :

$$E_{\text{гр}} \sim T^4, \quad (3.11)$$

а теплоємність ґратки $C_V \sim T^3$ (3.12)

– пропорційно T^3 що добре узгоджується з досвідом. У області високих температур ($T \gg \Theta$) всі нормальні коливання ґратки збуджені, тому подальше підвищення температури вже не може призводити до збільшення їх числа. Внаслідок цього в області високих температур зростання енергії твердого тіла може відбуватися тільки за рахунок підвищення ступеня збудження нормальних коливань, що викликає збільшення їх середньої енергії. Оскільки ω , то і зміна енергії тіла в цілому повинна бути пропорційна T :

$$E_{\text{гр}} \sim T \quad (3.13)$$

а теплоємність тіла (heat capacity) C_V

$$C_V = \text{const} \quad (3.14)$$

не повинна залежати від T , що також добре узгоджується з досвідом. Одержані якісні результати можна підтвердити точнішими кількісними розрахунками. Теплова енергія ґратки

$$E_{\text{гр}} = \int_0^{\omega_D} E_{\text{нк}} g(\omega) d\omega \quad (3.15)$$

Підставляючи сюди і одержуємо

$$E_{\text{гр}} = \frac{9N}{\omega_D^3} \int_0^{\omega_D} \frac{\hbar \omega^3 d\omega}{\exp\left(\frac{\hbar \omega}{kT}\right) - 1} = 9Nk\Theta \cdot \left(\frac{T}{\Theta}\right)^4 \int_0^{\Theta/T} \frac{x^3 dx}{\exp x - 1} \quad (3.16)$$

де $x = \hbar \omega / kT$; Θ – температура Дебая. Для області низьких температур верхню межу інтеграції можна замінити ∞ . Враховуючи, що

$$\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{\exp x - 1} = \frac{\pi^4}{15},$$

одержуємо

$$E_{\text{гр}} = \frac{3\pi^4}{5} Nk\theta \left(\frac{T}{\theta}\right)^4 \sim T^4 \quad (3.17)$$

$$C_V = \frac{12\pi^4}{5} Nk \left(\frac{T}{\theta}\right)^3 \sim T^3 \quad (3.18)$$

Для області високих температур знаходимо

$$E_{\text{гр}} = 9Nk\theta \left(\frac{T}{\theta}\right)^4 \int_0^{\theta/T} x^2 dx = 3NkT \sim T \quad (3.19)$$

$$C_V = 3Nk \quad (3.20)$$

Зокрема, для грама атома будь-якої речовини $N = N_A$, де N_A – число Авогадро і $C_V = 3R$ (R – газова постійна). Співвідношення (3.18) виражає закон Дебая, співвідношення (3.20) – закон Дюлонга і Пті. На рис. 3.4 безперервною лінією показана теоретична крива залежності теплоємності твердих тіл від температури, ділянками – експериментальні дані для ряду твердих тіл. Згода теорії з експериментом цілком задовільна. Знаючи функцію розподілу коливань за частотами і число фононів з енергією, можна встановити залежність від T концентрації фононового газу, тобто числа фононів збуджених в одиниці об'єму кристала.

У області низьких температур, в якій енергія ґратки пропорційна T , середня енергія фонона і концентрація фононового газу повинна бути пропорційна T^3 . У області високих температур, в якій T , середня енергія фонона досягає граничного значення порядку не залежного від температури і концентрація фононового газу (background gas) повинна бути пропорційна T .

Теплоємність металів

Метали, незважаючи на велику і майже не залежну від температури електронну теплопровідність, за звичайних умов ($T \sim 300$ К) мають дуже малу електронну питому теплоємність C_V . Теплоємність металу визначається коливаннями їхніх кристалічних ґраток – фононами. Проте електронний внесок у теплоємність металів зростає прямо пропорційно абсолютній температурі:

$$C_{el} = \zeta T \quad (3.10)$$

Тому теплоємність електронного газу металу стає істотною як за дуже низьких (криогенних) температур, так і за досить високих, коли фононний внесок у теплоємність «насичується».

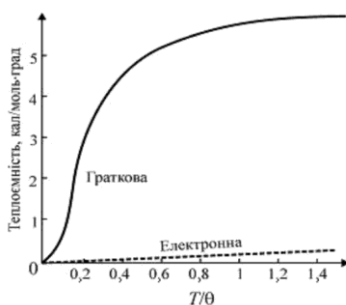


Рисунок 3.4 – Температурна залежність фононної і електронної теплоємності металу.

Теплоємність електронного газу

В металах крім іонів, створюючих ґратку, які коливаються біля положень рівноваги, є і вільні електрони, число яких в одиниці об'єму приблизно таке ж, як і число атомів. Тому теплоємність металу повинна складатися з теплоємності ґратки і теплоємності електронного газу. Оцінімо порядок величини. При нагріванні металу до температури T термічному збудженню піддається електронів. Кожний збуджений електрон набуває в середньому енергію рівну $3/2 kT$. Помноживши її на число збуджених електронів, одержимо зміну в енергії електронного газу $E_{ел}$, обумовлене нагріванням його до температури T :

$$E_{ел} \gg \frac{3}{2} kT \Delta N \gg \frac{3}{4} N \frac{(kT)^2}{m}$$

Теплоємність такого газу

$$C_{ел} \gg \frac{3}{2} Nk(kT/m)$$

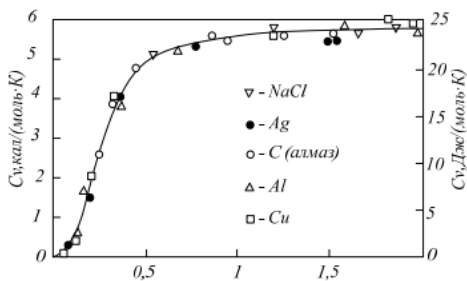


Рисунок 3.5 – Температурна залежність теплоємності твердих тіл.

Для металів m вимірюється одиницями електрон - вольт; для $T = 300$ К $kT = 0,025$ еВ. Одержуємо $C_{ел} \gg 0,01 C_{гр}$. Таким чином, внаслідок того, що при звичайних температурах термічному збудженню піддається лише незначна частина вільних електронів металу, теплоємність електронного газу складає одиниці відсотків від теплоємності ґратки.

Теплопровідність і температуропровідність

Температуропровідність і теплопровідність є двома з найважливіших параметрів матеріалів, оскільки описують процеси перенесення теплоти та зміну температури в них. Різниця температур в окремих частинах тіла зумовлює перенесення теплової енергії або теплоти в напрямку меншої температури трьома способами: за рахунок теплопровідності, конвекції та випромінювання. Теплопровідність (інші назви: кондукція, тепла дифузія) — це процес передавання внутрішньої енергії або енергії теплового руху мікрочастинок будь-якого тіла у напрямку зменшення температури. Вважають, що це передавання відбувається на молекулярному рівні. В твердих тілах на відміну від газів і рідин неможлива конвекція, тобто рух атомів один відносно іншого. Кожен атом кристала зв'язаний з сусідніми атомами за допомогою молекулярних сил. Всі атоми перебувають в рівноважному стані. В металах превалює електронна провідність — вільними електронами, а в кристалічних тілах квазічастинками — фононами, тобто квантами пружних коливань атомів або іонів кристалу. Енергетичні потоки фононів в кристалах залежать від градієнта температур. Кількісний тепловий потік фононів в кристалах добре описується законом теплопровідності Фур'є:

$$dQ = -\lambda \frac{dT}{dx} dSdt, \quad (3.11)$$

де λ – коефіцієнт теплопровідності; dT/dx – градієнт температури в напрямі осі x ; i переріз стержня і час переносу енергії в кристалічній речовині.

При низьких температурах слід врахувати квантовий характер теплових хвиль в кристалі. Але у випадку, коли в кристалі можливі будь-які коливання. В цьому випадку в кристалі можливі довільні квантові переходи. Через це квантовий характер теплопровідності є непомітним. При температурах, для яких в кристалі збуджуються коливання з достатньо малими частотами. В цьому випадку теплопровідність носить чисто квантовий характер з малими енергетичними переходами. Температуропровідність — параметр, який характеризує швидкість зміни (вирівнювання) температури речовини у нерівноважних теплових процесах. Чисельне дорівнює відношенню коефіцієнта теплопровідності тіла на добуток його питомої теплоємності та густини, в системі СІ вимірюється в m^2/s .

$$\alpha = \frac{\lambda}{c_p \cdot \rho} \quad (3.4)$$

де α – температуропровідність, λ – коефіцієнт теплопровідності, c_p – ізобарна питома теплоємність, ρ – густина. Величина коефіцієнта температуропровідності залежить від природи речовини. Метали мають значний коефіцієнт температуропровідності.

Електронна теплопровідність

В металах перенесення тепла здійснюється не тільки фононами, але і вільними електронами. Тому теплопровідність металів K складається з теплопровідності ґратки і теплопровідності електронного газу. Останню можна обчислити:

$$K_{\text{ел}} = \frac{1}{3} C_{\text{ел}} v_{\text{Ф}} l_{\text{Ф}} \quad (3.5)$$

Визначимо якісний характер температурної залежності теплопровідності чистих металів. Одержимо

$$K_{\text{ел}} = \frac{Nk^2 n_{\text{Ф}} l_{\text{Ф}} T}{2m} \quad (3.6)$$

У області високих температур $\lambda_{\text{Ф}} \sim 1/n_{\text{Ф}} \sim 1/T$ оскільки $n_{\text{Ф}} \sim T$. Підставивши це в (3.6), знаходимо

$$K_{\text{ел}} = \text{const.} \quad (3.7)$$

Таким чином, в області високих температур теплопровідність чистих металів не повинна залежати від температури. У області низьких температур ($T \ll \Theta$), $n_{\text{Ф}} \sim T^3$ тому $\lambda_{\text{Ф}} \sim \frac{1}{T^3}$ і

$$L_{\text{ел}} \sim 1/T^2 \quad (3.8)$$

Отже, в області низьких температур, де виконується закон Дебая, теплопровідність чистих металів повинна бути обернено пропорційна квадрату абсолютної температури, що також підтверджується експериментом. Поблизу абсолютного нуля концентрація фононного газу стає настільки малою, що починає визначатися розсіюванням електронів на домішкових атомах, завжди зосереджених в металі, на скільки б чистим він не був. В цьому випадку ($\lambda_{\text{Ф}} \sim 1/N_{\text{д}}$ ($N_{\text{д}}$ – концентрація

домішкових атомів) не залежить від T і електронна теплопровідність металу повинна бути пропорційна T .

$$K_{\text{ел}} \sim T. \quad (3.9)$$

Теплопровідність напівпровідників

Напівпровідникові матеріали хороші тим, що можуть мати високу граткову теплопровідність, якщо їх кристали не дуже дефектні і складаються з легких атомів, як це має місце, наприклад, у кремнію і германію. Їх електронну теплопровідність можна змінювати в широких межах, змінюючи концентрацію електронного газу шляхом легування. Проте для більшості напівпровідників основний внесок в теплопровідність вносять гратки. Так, для германію, що має питомий опір 1 Ом см при кімнатній температурі, відношення

$$K_{\text{ел}}/K_{\text{гр}} \approx 10^{-5}$$

Навіть для такого напівпровідника, як телурід вісмуту (Bi_2Te_3), який має дуже низький питомий опір Ом см, відношення досягає величини всього лише порядку 0,2.

Теплове розширення

Тепловий рух у кристалічній гратці порушує ідеальний порядок розташування частинок. Середні відстані між вузлами гратки залежать від температури, що зумовлює теплове розширення кристалів. У більшості своїй тверді тіла (полікристали; аморфні тіла) і рідини ізотропні, тому при нагріванні розширюються однаково за всіма напрямками. Проте у монокристалах, які є анізотропними, доводиться враховувати розширення лише в одному напрямі. Наприклад, при прокладанні трубо- і електропроводів, рейок, будіванні залізничних мостів. Лінійним розширенням (стисканням) – називають зміну одного певного розміру твердого тіла при зміні температури. Залежність лінійних розмірів твердих тіл від температури має вигляд:

$$l = l_0 (1 + \alpha t), \quad (3.9)$$

де l_0 – довжина тіла при $t = 0$ °С; l – довжина тіла при t ; α – коефіцієнт лінійного розширення (характеризує залежність лінійного розширення при нагріванні від роду речовини і зовнішніх умов, та показує, на яку частину довжини тіла, взятого при 0 °С, змінюється його довжина при нагріванні на 1 °С):

$$\alpha = \frac{l - l_0}{l_0 t} = \frac{\Delta l}{l_0 t} \quad (3.10)$$

Для металів $[\alpha] \sim (10^{-5} \div 10^{-3}) \text{ K}^{-1}$. Об'ємним розширенням (стисканням) називають зміну об'єму тіла при його нагріванні. Залежність об'єму твердих тіл від температури має вигляд:

$$V = V_0 (1 + \beta t), \quad (3.11)$$

де V_0 – об'єм тіла при $t = 0$ °С, V – об'єм тіла при t , β – коефіцієнт об'ємного розширення (характеризує залежність об'ємного розширення від роду речовин і зовнішніх умов і показує, на яку частину об'єму тіла, взятого при 0 °С, змінюється об'єм цього тіла при нагріванні на 1 °С).

$$\beta = \frac{V - V_0}{V_0 t} = \frac{\Delta V}{V_0 t} \quad (3.12)$$

Враховуючи, що $V \sim l^3$, маємо: $\beta = 3\alpha$. Оскільки маса тіла $m = \text{const}$ (у припущенні класичної механіки), то $\rho = f(\rho)$. Враховуючи, що $V = m/\rho$, матимемо:

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \beta t} \quad (3.13)$$

тобто густина тіл при нагріванні зменшується, а при охолодженні збільшується. Теплове розширення може спричинювати виникнення суттєвих напруг, що потребує врахування у техніці. При нагріванні переважна більшість твердих тіл підлягає розширенню, що приводять до зміни їх розмірів. Відмінність коефіцієнтів теплового розширення (КТР) викликає появу внутрішніх напружень в плівках, покриттях, адгезійних з'єднаннях, зварних швах і т. д., що не завжди бажано і допустимо. Тому практично важливим є узгодження КТР матеріалів, що йдуть на виготовлення РЕА. Для підбору цих матеріалів і направленої зміни їх КТР потрібні знання фізичної природи самого явища теплового розширення (thermic expansion) тіл. Причиною теплового розширення тіл є несиметричний характер кривої залежності енергії взаємодії частинок від відстані між ними (рис.3.6). Насправді, якби частинка 2 здійснювала чисто гармонічні коливання біля положення рівноваги, то сила F , що виникає при відхиленні її на відстань x , була б пропорційна x :

$$F = -bx, \quad (3.14)$$

а зміна потенційної енергії $U(x)$ описувалася б параболою

$$U(x) = 1/2bx^2, \quad (3.15)$$

показаною на рис. 3.6 кривою. Ця параболою симетрична відносно прямої bd , паралельної осі ординат і віддаленої від неї на відстані $0r$. Тому відхилення частинки при коливаннях вправо і вліво були б однаковими $x = x$ і середина розмаху збігалася б з положенням рівноваги 0 . Нагрівання в цьому випадку не могло б викликати розширення тіла, оскільки із збільшенням температури відбувалося б лише збільшення амплітуди коливань частинок, а середня відстань між ними залишалися б незмінною. Насправді ж потенційна крива abc є несиметричною щодо прямої bd : її ліва гілка ba підіймається значно крутіше правої bc . Це означає, що коливання частинок в твердому тілі не є строго гармонічними, вони ангармонічні. Така ангармонічність виявляється тим сильніше, чим сильніше частинки відхиляються від положення рівноваги. Для розрахунку асиметрії потенційної кривої (potential curve) можна ввести в рівнянні (3.14) додатковий член gx^2 :

$$F(x) = -bx + gx^2, \quad (3.16)$$

який приведе до такого виразу для енергії

$$U(x) = 1/2bx^2 - 1/3gx^3. \quad (3.17)$$

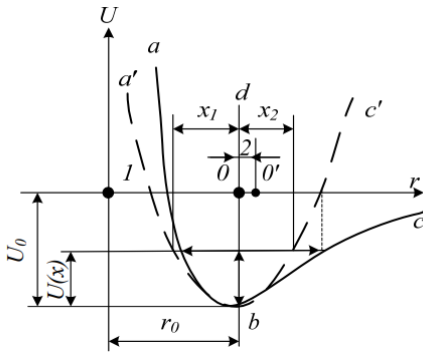


Рисунок 3.6 – До розрахунку теплового розширення твердих тіл.

При відхиленні частинки 2 вправо ($x > 0$) член $2 \frac{1}{3}gx$ віднімається з $2 \frac{1}{2}bx$ і гілка bc йде пологіше гілки bc' ; при відхиленні вліво ($x < 0$) член $3 \frac{1}{3}gx$ додається до $2 \frac{1}{2}bx$ і гілка ba йде крутіше за гілку ba' . Несиметричний характер кривої $U(x)$ призводить до того, що частинка 2, що коливається, відхиляється вправо на більшу відстань ніж вліво. Внаслідок цього середнє положення цієї частинки зміщується вправо, що відповідає збільшенню відстані між частинками на x . Це і викликає розширення тіла при нагріванні.

ЛЕКЦІЯ 4

ЕЛЕКТРИЧНІ ЯВИЩА В КОМП'ЮТЕРНИХ СИСТЕМАХ. ПРОВІДНИКИ

Основи електрики

Електричним струмом називається будь-який упорядкований рух електричних зарядів, всякий направлений рух зарядів. Носіями електричного струму в металах являються електрони, у напівпровідниках електрони і дірки, в розчинах іони, в газах електрони та іони. У провіднику під дією прикладеного електричного поля E вільні електричні заряди переміщуються: позитивні - по полю, негативні проти поля, тобто у провіднику виникає електричний струм, який називають струмом провідності. Якщо ж упорядкований рух електричних зарядів здійснюється переміщенням у просторі зарядженого макроскопічного тіла, то виникає так названий конвекційний струм



Для виникнення та існування електричного струму необхідно, з одного боку, наявність вільних носіїв струму - заряджених частинок, здатних переміщатися упорядковано, а з іншого боку - наявність електричного поля, енергія якого витрачалася б на їхній упорядкований рух. За напрямком струму умовно приймають напрямок руху позитивних зарядів. Кількісною мірою електричного струму служить сила струму I - скалярна фізична величина, обумовлена електричним зарядом, що проходить через поперечний переріз провідника в одиницю часу:

$$I = \frac{dQ}{dt} \quad (4.1)$$

Силою струму називається швидкість направлено переносу заряду

$$I = \frac{Q}{t} = \frac{dQ}{dt} \quad \left[\frac{Кл}{с} = A \right] \quad (4.2)$$

Вимірюється струм у системі СІ в Амперах (А). Струм, сила і напрямок якого не змінюються згодом, називається постійним. Для постійного струму

$$I = Q/t \quad (4.3)$$

де Q - електричний заряд, що проходить за час t через поперечний переріз провідника. Одиниця сили струму - ампер (А).

Фізична величина, обумовлена силою струму, що проходить через одиницю площі поперечного перерізу провідника, перпендикулярного напрямку струму, називається густиною струму:

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}} \quad (4.4)$$

Виразимо силу і густину струму через дрейфову швидкість $\langle v \rangle$ упорядкованого руху зарядів у провіднику. Якщо концентрація носіїв струму дорівнює n і кожен носій має елементарний заряд e (що не обов'язково для іонів), то за час dt через поперечний переріз S провідника переноситься заряд

$$dQ = ne\langle v \rangle S dt \quad (4.5)$$

Сила струму,

$$I = \frac{dQ}{dt} = ne\langle v \rangle S \quad (4.6)$$

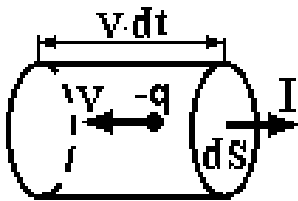
а густина струму

$$j = ne\langle v \rangle \quad (4.7)$$

Густина струму - вектор, орієнтований по напрямку струму, тобто напрям вектора j збігається з напрямом упорядкованого руху позитивних зарядів. Одиниця густини струму - ампер на метр у квадраті (А/м²). Сила струму крізь довільну поверхню S визначається як потік вектора j , тобто.

$$I = \int_S j dS, \quad (4.8)$$

де $dS = n dS$ (n - одиничний вектор нормалі до площадки dS , що складає з вектором j кут α).



Коли заряди набувають направленої руху під дією електричного поля, густину струму можна знайти по закону Ома в диференційній формі

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = \frac{\vec{E}}{\rho}, \quad (4.9)$$

де \vec{j} - вектор густини струму, який співпадає з напрямком швидкості \vec{v} направленої руху, σ - питома електропровідність, ρ - питомий опір провідника.

Питомий опір (питома електропровідність) це опір (електропровідність) провідника довжиною 1м і площею перерізу 1м², тобто куба з ребром 1м. Вимірюється питомий опір в Ом·м. Загальний опір провідника залежить від його геометричних розмірів: довжини l і площі перерізу S

$$R = \frac{\rho l}{S} = \frac{l}{\sigma S} \quad (4.10)$$

Якщо площа перерізу змінюється з довжиною, то загальний опір знаходиться інтегруванням. При з'єднанні опорів загальний опір знаходиться так:

при послідовному з'єднанні

$$R = \sum_{i=1}^n R_i, \quad (4.11)$$

при паралельному з'єднанні

$$\frac{1}{R} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i}. \quad (4.12)$$

Закон Ома

Для ділянки кола, яка не містить джерела електрорушійної сили (е.р.с.), струм прямо пропорційний різниці потенціалів на її кінцях (падінню напруги U) і обернено пропорційний опору R .

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} = \frac{U}{R} \quad (4.13)$$

Якщо ж в ділянці є джерело е.р.с. – ε , то струм прямо пропорційний алгебраїчній сумі різниці потенціалів і е.р.с. і обернено пропорційний загальному опору (сумі зовнішнього опору R і внутрішнього опору r джерела)

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 \pm \varepsilon}{R + r}. \quad (4.14)$$

Для замкнутого кола струм прямо пропорційний електрорушійній силі, яка увімкнена в це коло, і обернено пропорційний сумі зовнішнього і внутрішнього опорів.

$$I = \frac{\varepsilon}{R + r}. \quad (4.15)$$

Закон Джоуля-Ленца про теплову дію електричного струму. Якщо електричний струм не виконує механічної роботи, то вся його енергія перетворюється в тепло

$$Q = I^2 R t = I U t = \frac{U^2}{R} t. \quad (4.16)$$

Для потужності електричного струму маємо

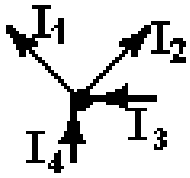
$$P = I^2 R = I U = \frac{U^2}{R} \quad (4.17)$$

В диференційній формі закон Джоуля-Ленца дає можливість розрахувати густину теплової потужності w , тобто теплову енергію, яка виділяється в одиниці об'єму провідника за одиницю часу

$$w = \sigma E^2 = j E = \frac{E^2}{\sigma}. \quad (4.18)$$

Закони Кірхгофа

Перший закон: алгебраїчна сума струмів у вузлі дорівнює нулю.

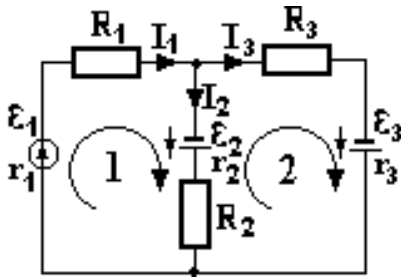


$$(4.19)$$

$$\sum_{i=1}^n I_i = 0$$

Струми, які направлені до вузла і від нього беруться з протилежними знаками.

Другий закон: Алгебраїчна сума падінь напруг для будь-якого замкнутого контуру дорівнює алгебраїчній сумі е.р.с., які увімкнені в цей же контур.



$$(4.20)$$

$$\sum_{i=1}^n I_i R_i = \sum_{i=1}^k \varepsilon_i$$

В цих сумах знак (+) береться тоді, коли з довільно вибраним напрямком обходу контуру співпадає довільно вибраний напрямок струму у вітці, чи напрямок дії е.р.с. В протилежному випадку береться (-).

Для зображеної схеми рівняння 2-го закону Кірхгофа мають вид:

$$\text{для контуру 1} \quad I_1(R_1 + r_1) + I_2(R_2 + r_2) = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$$

$$\text{для контуру 2} \quad I_3(R_3 + r_3) - I_2(R_2 + r_2) = \varepsilon_3 - \varepsilon_2$$

Електропровідність електролітів зумовлена рухом іонів, які характеризуються зарядами q^+ , q^- і рухливостями μ^+ , μ^- .

Рухливість – це швидкість направленої руху носія заряду, яку він набуває в електричному полі одиничної напруженості.

$$(4.21)$$

$$\mu = \frac{V}{E} \quad \left[\frac{\text{м}^2}{\text{В} \cdot \text{с}} \right]$$

Підстановка швидкості V дає для густини струму

$$j = qn\mu E \quad (4.22)$$

Одержуємо для питомої електропровідності

$$\sigma = qn\mu \quad (4.23)$$

У випадку електролітів, де струм зумовлений рухом іонів обох знаків, маємо

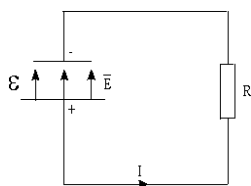
$$\sigma = \sigma_+ + \sigma_- = q^+ n^+ \mu^+ + q^- n^- \mu^- \quad (4.24)$$

де n^+ і n^- - концентрації відповідних іонів.

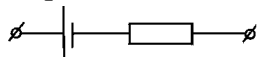
Сторонні сили. Електрорушійна сила і напруга

Якщо в ланцюзі на носії струму діє тільки сила електростатичного поля, то відбувається переміщення носіїв (вони передбачаються позитивними) від точок з великим потенціалом до точок з меншим потенціалом. Це приведе до вирівнювання потенціалів у всіх точках ланцюга і до зникнення електричного поля. Тому для існування постійного струму необхідна наявність у ланцюзі пристрою, здатного створювати і підтримувати різниця потенціалів за рахунок роботи сил електростатичного походження. Такі пристрої називаються джерелами струму. Сили не електростатичного походження, що діють на заряд з боку струму, називаються сторонніми.

Природа сторонніх сил може бути різної. Наприклад, у гальванічних елементах вони виникають за рахунок енергії хімічних реакцій між електродами і електролітами; у генераторі - за рахунок механічної енергії обертання ротора генератора і т.п. Роль джерела струму в електричному ланцюзі, образно кажучи, така ж, як роль насоса, що необхідний для перекачування рідини в гідравлічній системі. Під дією поля сторонніх сил електричні заряди рухаються усередині джерела струму проти сил електростатичного поля, завдяки чому на кінцях ланцюга підтримується різниця потенціалів і в ланцюзі тече постійний електричний струм.



$$\frac{A_{стор}}{q} = \varepsilon$$



$$\frac{A_{стор}}{q} + \frac{A_{ел.поля}}{q} = \varepsilon + \varphi_1 - \varphi_2 = U$$

U – напруга

$$I = \frac{dq}{dt} \left[\frac{Кл}{с} = А \right]$$

Сторонні сили роблять роботу з переміщенням електричних зарядів. Фізична величина, обумовлена роботою, чиненої сторонніми силами при переміщенні одиничного позитивного заряду, називається електрорушійною силою (е.р.с.) ε , що діє в ланцюзі:

$$\varepsilon = A / Q_0$$

Ця робота виробляється за рахунок енергії, затрачуваної в джерелі струму, тому величину ε можна також називати електрорушійною силою джерела струму, включеного в ланцюг. Часто, замість того щоб сказати: "у ланцюзі діють сторонні сили, говорять: "у ланцюзі діє е.р.с.", тобто термін

"електрорушійна сила" як характеристика сторонніх сил е.р.с., як і потенціал, виражається у вольтах. Стороння сила $F_{ст}$ діюча на заряд Q_0 може бути виражена як

$$F_{cm} = E_{cm} Q_0$$

де $E_{ст}$ - напруженість поля сторонніх сил. Робота ж сторонніх сил по переміщенню заряду Q_0 на замкнутій ділянці дорівнює

$$A = \oint F_{cm} dI = Q_0 \oint E_{cm} dI$$

Розділивши на Q_0 , одержимо вираження для е.р.с., що діє в ланцюзі:

$$\varepsilon = \oint E_{cm} dI$$

е.р.с., що діє в замкнутому ланцюзі, може бути визначена як циркуляція вектора напруженості поля сторонніх сил. Е.р.с., що діє на ділянці 1-2,

$$\varepsilon_{12} = \int_1^2 E_{cm} dI$$

На заряд Q_0 крім сторонніх сил діють також сили електростатичного поля. Таким чином, що результуюча сила, що діє в ланцюзі на заряд Q_0 , дорівнює

$$F = F_{cm} + F_e = Q_0 (E_{cm} + E).$$

Робота, чинена результуючою силою над зарядом Q_0 на ділянці 1-2, дорівнює

$$A_{12} = Q_0 \int_1^2 E_{cm} dI + Q_0 \int_1^2 E dI$$

Використовуючи вираження, можемо записати

$$A_{12} = Q_0 \varepsilon_{12} + Q_0 (\varphi_1 - \varphi_2)$$

Для замкнутого ланцюга робота електростатичних сил дорівнює нулю, тому в даному випадку

$$A_{12} = Q_0 \varepsilon_{12}$$

Напругою U на ділянці 1-2 називається фізична величина, обумовлена роботою, чиненої сумарним полем електростатичних (кулонівських) і сторонніх сил при переміщенні одиничного позитивного заряду на даній ділянці ланцюга:

$$U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12}$$

Поняття напруги є узагальненням поняття різниці потенціалів: напруга на кінцях ділянки ланцюга дорівнює різниці потенціалів у тому випадку, якщо на цій ділянці не діє е.р.с., тобто сторонні сили відсутні.

Закон Ома для неоднорідної ділянки ланцюга

Ми розглядали закон Ома для однорідної ділянки ланцюга, тобто такого, у якому не діє е.р.с. (не діють сторонні сили). Тепер розглянемо неоднорідну ділянку ланцюга, де діючу е.р.с. на ділянці 1-2 позначимо через \mathcal{E}_{12} , а прикладену на кінцях ділянки різниця потенціалів – через

$$\varphi_1 - \varphi_2$$

Якщо струм проходить по нерухомих провідниках, що утворить ділянку 1-2, то робота A_{12} усіх сил (сторонніх і електростатичних), чинена над носіями струму, за законом збереження і перетворення енергії дорівнює теплоті, що виділяється на ділянці. Робота сил, чинена при переміщенні заряду Q_0 на ділянці 1 - 2.

$$A_{12} = Q_0 \mathcal{E}_{12} + Q_0 (\varphi_1 - \varphi_2).$$

Е.р.с. \mathcal{E}_{12} як і символ струму I , величина скалярна. Її необхідно брати або з позитивним, або з негативним знаком у залежності від знака роботи, чиненої сторонніми силами. За час t у провіднику виділяється теплота.

$$Q = I^2 R t = I r(I t) = I R Q_0.$$

З формул одержимо

$$I R = (\varphi_1 - \varphi_2) + \mathcal{E}_{12}.$$

відкіля

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}}{R}$$

Ці вираження являють собою закон Ома для неоднорідної ділянки ланцюга в інтегральній формі, що є узагальненим законом Ома. Якщо на даній ділянці ланцюга джерело струму відсутнє ($\mathcal{E}_{12}=0$), то приходимо до закону Ома для однорідної ділянки ланцюга

$$I = (\varphi_1 - \varphi_2) / R = U / R$$

(при відсутності сторонніх сил напруга на кінцях ділянки дорівнює різниці потенціалів. Якщо ж електричний ланцюг замкнутий, то обрані точки 1 і 2 збігаються, $\varphi_1 = \varphi_2$; тоді одержуємо закон

Ома для замкнутого ланцюга

$$I = \mathcal{E} / R$$

де \mathcal{E} - е.р.с., що діє в , R сумарний опір усього ланцюга. У загальному випадку $R=r+R_1$, де r внутрішній опір джерела е.р.с., R_1 -опір зовнішнього ланцюга.

Якщо ланцюг розімкнутий і, отже, у ній струм відсутній ($I=0$), то з закону Ома одержимо, що $\mathcal{E}_{12} = \varphi_2 - \varphi_1$, тобто е.р.с., що діє в розімкнутому ланцюзі, дорівнює різниці потенціалів на її кінцях.

Отже, для того щоб знайти е.р.с., джерела струму, треба вимірити різниця потенціалів на його клеммах при розімкнутому ланцюзі.

Опір провідників

Опір провідників залежить від його розмірів і форми, а також від матеріалу, з якого провідник виготовлений. Для однорідного лінійного провідника опір R прямо пропорційне його довжині l і обернено пропорційне площі його поперечного перерізу S :

$$R = \rho \frac{l}{S}$$

де ρ - коефіцієнт пропорційності, що характеризує матеріал провідника. Він називається питомим електричним опором. Одиниця питомого електричного опору - Ом - метр (Ом-м). Найменшим питомим опором володіють срібло ($1,6 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$) і мідь ($1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$). На практиці поряд з мідними застосовуються алюмінієві проводи. Хоча алюміній і має більше, ніж мідь, питомий опір ($2,6 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$), але зате має меншу густину у порівнянні з міддю.

Досвід показує, що в першому наближенні зміна питомого опору, а отже, і опір з температурою описується лінійним законом:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t)$$

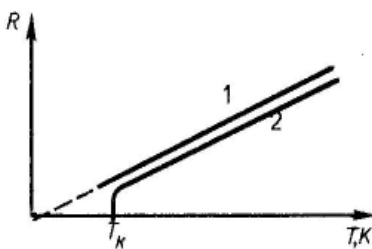
$$R = R_0(1 + \alpha t)$$

де ρ і ρ_0 , R і R_0 - відповідно питомі опори й опори провідника, а температурний коефіцієнт опору, для чистих металів (при не дуже низьких температурах) близький до $1/273 \text{ C}^{-1}$. Значить температурна залежність опору може бути представлена у вигляді:

$$R = \alpha R_0 T$$

де T - термодинамічна температура.

Якісна температурна залежність опору металу представлена на . Згодом було виявлено, що опір багатьох металів (наприклад, Al, Pb, Zn, і ін.) і їхніх сплавів при дуже низьких температурах T (0,14 - 20 С), названих критичними, характерних для кожної речовини, стрибкоподібно зменшується до нуля (крива 2), тобто метал стає абсолютним провідником. Уперше це явище, назване надпровідністю, виявлене в 1911 р. Г. Камерлінг - Оннесом для ртуті. Явище надпровідності порозумівається на основі квантової теорії. Практичне використання надпровідних матеріалів (в обмотках надпровідних магнітів, у системах пам'яті ЕОМ і ін.) утруднено через низькі критичні температури.



На залежності електричного опору металів від температури заснована дія термометрів опору, що дозволяють по градуйованому взаємозв'язку опору від температури вимірювати температуру з точністю до 0,003 С. Застосування ж як робочу речовину термометра опору напівпровідників, приготовлених за спеціальною технологією, термісторів дозволяє відзначати зміна температури в мільйонні частки кельвін і використовувати термістори для виміру температур у випадку малих габаритів напівпровідників.

Робота і потужність струму. Закон Джоуля - Ленца

Розглянемо однорідний провідник, до кінців якого прикладена напруга U . За час dt через перетин провідника переноситься заряд $dq = I dt$. Тому що струм являє собою переміщення заряду dq під дією електричного поля, те, по формулі робота струму

$$dA = Udq = IUdt$$

Якщо опір провідника R , то, використовуючи закон Ома, одержимо

$$dA = I^2 R dt = \frac{U^2}{R} dt$$

З формул випливає, що потужність струму

$$P = \frac{dA}{dt} = UI = I^2 R = U^2 / R$$

Якщо сила струму виражається в амперах, напруга - у вольтах, опір - в омах, то робота струму виражається в джоулях, а потужність - у ватах. Якщо струм проходить по нерухомому металевому провіднику, то вся робота струму йде на його нагрівання і, за законом збереження енергії,

$$dQ = dA$$

Таким чином, використовуючи формули, одержимо

$$dQ = IUdt = I^2 R dt = \frac{U^2}{R} dt$$

Закон Джоуля - Ленца, експериментально встановлений незалежно друг від друга Дж. Джоулем і Э. Х. Ленцем. Виділимо в провіднику елементарний циліндричний об'єм $dV = dS dl$ (вісь циліндра збігається з напрямком струму), опір якого

$$R = \rho \frac{dl}{dS}$$

об'ємі виділиться теплота

$$dQ = I^2 R dt = \frac{\rho dl}{dS} (IdS)^2 dt = \rho j^2 dV dt.$$

Кількість теплоти, що виділяється за одиницю часу в одиниця об'єму, називається питомою тепловою потужністю струму. Вона дорівнює

$$\omega = \rho j^2$$

Використовуючи диференціальну форму закону Ома ($j = \gamma E$) і співвідношення $\rho = 1/\gamma$, одержимо

$$\omega = jE = \gamma E^2.$$

Формули є узагальненим вираженням закону Джоуля - Ленца в диференціальній формі, придатним для будь-якого провідника.

Енергетичні зони

Тверде тіло – це сукупність нерухомих атомів, електрони яких, з одного боку, пов’язані з атомними ядрами, а з іншого боку, внаслідок їх малої маси можуть пересуватися під впливом як своєї, так і сторонньої енергії. Чим ближче до ядра атома розташовані електрони, тим нижче їх енергетичний рівень і менша залежність від інших атомів. Найбільшу енергію мають електрони на зовнішній орбіті, саме їх кількість визначає валентну групу хімічного елемента. Всі разом енергетичні рівні, зайняті всіма електронами при температурі близькій до абсолютного нуля, і за відсутності зовнішніх енергетичних впливів, створюють у твердому тілі заповнену енергетичну зону, верхня частина якої – валентна зона. Друга енергетична зона, так звана вільна, відповідає тим рівням енергії, які повинен мати електрон, щоб не тільки відірватись від атома, а й мати можливість вийти за межі твердого тіла. Нижня частина цієї зони називається зоною провідності, тому що їй відповідають енергетичні рівні, за яких електрони, які звільнюються з атомів, можуть створювати електричний струм, одержуючи енергію від зовнішнього електричного поля (рис.4.1, а). Для переходу електрона з валентної зони у вільну він повинен витратити енергію ΔW (свою або отриману ззовні) на подолання так званої заборонної зони.

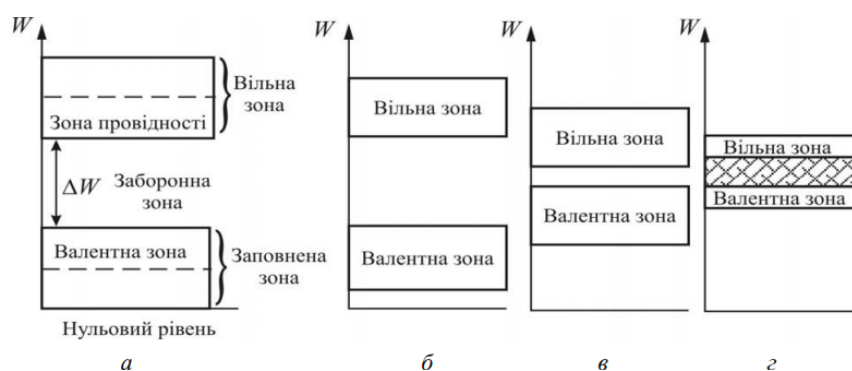


Рисунок 4.1 – Загальний характер розташування енергетичних зон за рівнем енергії W у твердому тілі (а) і взаємне розташування енергетичних зон у матеріалах: діелектричному (б), напівпровідниковому (в) і провідниковому (г).

Більш вірогідним є їх перерозподіл, наприклад, під впливом магнітного поля, яке зумовлює зміну умов руху вільних електронів і, відповідно, зміну електропровідності. Чим менша ця зона, тобто чим енергетично ближче вільна зона до валентної, тим легше перейти валентному електрону у нижню частину вільної зони (зону провідності). Якщо різниця енергетичних рівнів зон провідності і валентності занадто велика, то такий перехід стає неможливим і подібні матеріали електричний струм не проводять. Тому залежно від величини енергетичного бар'єра ΔW , який створює заборонна зона, розрізняють три види матеріалів: діелектричні, напівпровідникові і провідникові (рис. 4.1, б, в, г). Як бачимо, в провідниках заборонної зони взагалі немає. У діелектриках заборонна зона занадто велика, тому навіть значні зовнішні енергетичні впливи не спроможні перевести помітну кількість електронів у вільну зону. Провідність діелектриків близька до нуля. Заборонна зона напівпровідників набагато вужча порівняно із діелектриками, тому їхня електропровідність дуже чутлива до зовнішніх факторів (тепло, світло, електричне поле тощо). У той же час відсутність заборонної зони у провідниках робить їхню електропровідність менш залежною від наведених факторів (найбільше впливає магнітне поле).

У відсутності електричного поля електронний газ в провіднику знаходиться в рівноважному стані і описується рівноважними функціями розподілу Фермі – Дірака $f_{ф-д}$ (вироджений газ) і Максвелла – Больцмана $f_{м-б}$ (невироджений газ). Вони симетричні відносно осі ординат, що вказує на те, що кількість електронів в провіднику, які рухаються в протилежних напрямках, завжди однакова, а їх середня швидкість в будь-якому напрямі рівна нулю. Цим пояснюється той факт що в провіднику, що містить скільки завгодно велике число електронів, електричний струм у відсутності зовнішнього поля не виникає. Встановлення рівноваги електронного газу відбувається

в результаті взаємодії електронів з дефектами ґратки, яка супроводжується обміном енергії і імпульсом. Такими дефектами є перш за все теплові коливання ґратки (фонони) і домішкові атоми. Взаємодія приводить до розсіювання електронів і встановлення безладного руху їх в провіднику.

Дрейф електронів

При прикладенні до провідника електричного поля напруженістю e у ньому виникає електричний струм, густина якого, згідно з законом Ома, пропорційна e :

$$j = se. \quad (4.1)$$

Коефіцієнт пропорційності s називають питомою електропровідністю (specific electric conductivity) провідника. Виникнення струму в провіднику свідчить про те, що під дією поля електрони набувають направленої руху і їх функція розподілу по швидкостях змінюється. Такий направлений рух називають дрейфом електронів (drift electron), а середню швидкість цього руху – швидкістю дрейфу v_d . Сила, діюча на електрон з боку поля e ,

$$F = -qe.$$

Якби ця сила була єдиною, то вільний електрон рухався б в провіднику весь час прискорено і швидкість його направленої руху могла б зрости до скільки завгодно великої величини навіть в полях низької напруженості. Електропровідність такого провідника була б нескінченною, а електричний опір – нульовим. Чим же обумовлена скінченна величина електропровідності реальних провідників? На перший погляд відповідь на це питання здається дуже простою. Адже електрони рухаються не в порожньому просторі, а в кристалі. Кристал же побудований з іонів, які мають скінченні розміри. Електрони, прискорювані полем, стикаються з іонами і тим самим гальмуються. Проте таке пояснення є дуже примітивним. Воно засноване на уявленні про електрон як про «кульку», яка стикається з іншою «кулькою» – іоном. Але, як ми знаємо, загальний електрон це не «кулька», а швидше хвиля, делокалізована по всьому кристалу. Якщо кристал має ідеально правильну структуру (не містить дефектів), то загальний електрон вільно розповсюджується по такому кристалу – його з рівною вірогідністю можна знайти у будь-якого атома ґратки. Електричний опір подібного кристала дійсно дорівнював би нулю. Отже, справа зовсім не в тому, що електрони-кульки натрапляють на іони-кульки. Поява електричного опору пов'язана з наявністю в ґратках різного роду дефектів, що спотворюють її ідеальну структуру. До таких дефектів відносяться перш за все теплові коливання ґратки і домішкові атоми. Тільки взаємодія вільних електронів з цими дефектами приводить до їх розсіювання, до відновлення безладу їх руху і, як наслідок цього – до обмеження швидкості дрейфу і до скінченної величини електропровідності реальних кристалів.

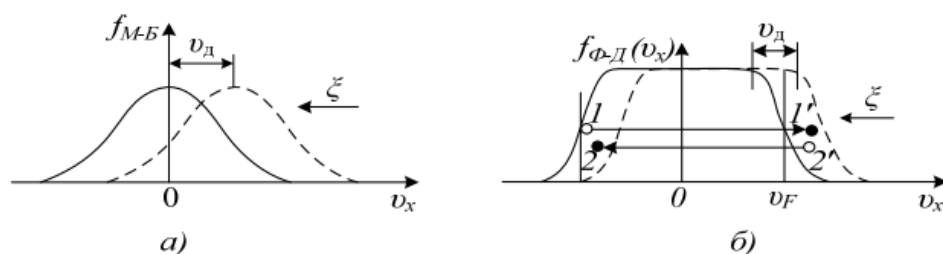


Рисунок 4.2 – Функції розподілу електронів за швидкостями для невідродженого (а) і вродженого (б) електронного газу

Вплив ґратки на електрон, рухомий в ній під дією зовнішньої сили F , формально можна звести до дії сили опору F_c випробовуваної електроном, подібно кульці, рухомій у в'язкому середовищі (рис. 4.2). Ця сила пропорційна швидкості руху електрона v_d і його ефективній масі m^* і направлена протилежно v_d :

$$F_c = -(1/t)m_n v_d, \quad (4.2)$$

де $1/t$ – коефіцієнт пропорційності, фізичне значення якого буде з'ясовано надалі. Використовуючи (4.2), рівняння направлено руху електрона в ґратці можна записати таким чином:

$$m_n(d v_d(t)/dt) = -qe-(1/t)m_n v_d(t) \quad (4.3)$$

З (4.3) видно, що після прикладення поля e швидкість направлено руху електронів зростатиме і вони рухатимуться прискорено до тих пір, поки сила опору F_c , пропорційна $v_d(t)$, не виявиться рівною силі $F=-qe$, діючої з боку поля (рис. 4.2). Коли ці сили порівнюються, результуюча сила, діюча на електрон, і прискорення його руху будуть рівні нулю. Починаючи з цього моменту, направлений рух електронів здійснюватиметься з постійною швидкістю дрейфу

$$v_d = -qet/m_n. \quad (4.4)$$

Оскільки заряд електрона негативний, то дрейф відбувається в напрямі, протилежному e . З'ясуємо фізичне значення t . Припустимо, що після того, як швидкість дрейфу досягла стаціонарного значення v_d , поле e вимкнене. Внаслідок розсіювання електронів на дефектах ґратки ця швидкість почне зменшуватися і електронний газ переходитиме в рівноважний стан. Такі процеси встановлення рівноваги в системі, раніше виведеній з цього стану, називаються, як ми знаємо, релаксацією. Одержуємо рівняння, що описує перехід електронного газу в рівноважний стан – процес його релаксації

$$dv_d(t)/dt = -(1/t)v_d(t) \quad (4.5)$$

Інтегруючи (4.5), знаходимо

$$v_d(t) = v_d \exp(-t/t), \quad (4.6)$$

де $v_d(t)$ – швидкість поступального руху електронів після закінчення часу t після вимкнення поля. З (4.6) витікає, що t характеризує швидкість встановлення в системі рівноважного стану: чим менше t , тим швидше збуджена система приходить в рівновагу. За час $t = t$ швидкість направлено руху електронів зменшується в e раз. Час t називають часом релаксації. Він безпосередньо пов'язаний з середнім часом вільного пробігу електрона і часто ототожнюється з ним.

Рухливість носіїв

Величину, рівну відношенню швидкості дрейфу до напруженості поля, називають рухливістю носіїв (mobility carrier):

$$u = |v_d|/e = qt/m_n. \quad (4.7)$$

Отже, рухливість – це дрейфова швидкість, що набувається електронами в полі одиничної напруженості. Зручно користуватися поняттям довжини вільного пробігу електронів

$$l = vt, \quad (4.8)$$

де v – середня швидкість руху електронів. Це ще раз підтверджує той факт, що розсіювання електронів відбувається не на вузлах ґратки, а на її дефектах.

Питома електропровідність

Оскільки в стані теплової рівноваги середня швидкість електронів в будь-якому напрямі рівна нулю, то її можна не враховувати при обчисленні густини електричного струму і питомої електропровідності провідника, беручи до уваги тільки швидкість дрейфу електронів v_d .

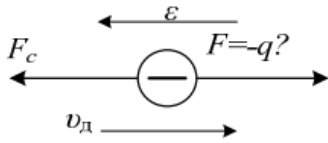


Рисунок 4.3 – Схематичне зображення сил, діючих на вільний електрон провідника.

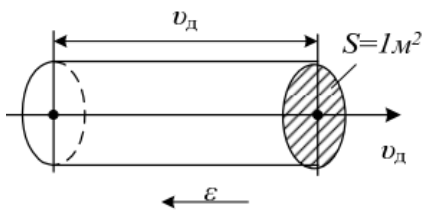


Рисунок 4.4 – До розрахунку густини струму в провіднику.

Побудуємо в об'ємі провідника циліндр з основою, рівною одиниці, і твірною, рівною v_d і направленою вздовж дрейфу (рис. 4.4). Всі електрони, укладені в цьому циліндрі, протягом однієї секунди пройдуть через основу і утворять струм густиною

$$j = -qnvd = qnue, \quad (4.9)$$

де n – концентрація електронного газу в провіднику. Знаходимо

$$s = qnu \quad (4.10)$$

Одержуємо

$$s = \frac{nq^2}{m_n} = \frac{nq^2 l}{m_n v} \quad (4.11)$$

Ця формула виражає питому електропровідність провідника через мікроскопічні параметри, що характеризують електронний газ в ньому. Причому при її виведенні не робилося ніякої відмінності між неvirодженим і virодженим електронним газом. Тепер спробуємо встановити, як позначається стан газу на його електропровідності. Для неvirодженого газу густина заповнення зони провідності електронами настільки мала, що на їх поведінці практично не позначається принцип Паулі. Електрони є повністю вільними в тому значенні, що на рух будь-якого з них інші не мають помітного впливу. Тому всі електрони провідності неvirодженого газу беруть незалежну один від одного участь в створенні електричного струму у формуванні електропровідності провідника. Тому у вираз для електропровідності неvirодженого газу повинен входити середній час релаксації (t) всіх вільних електронів, одержаний шляхом усереднення t для всієї сукупності електронів. Враховуючи це, вираз для рухливості і питомої електропровідності неvirодженого газу необхідно записати таким чином:

$$u = \frac{q}{m_n} (t) = \frac{q}{m_n} (l) \quad (4.12),$$

$$s = \frac{nq^2}{m_n} (t) = \frac{nq^2}{m_n} (l) \quad (4.13)$$

де l , v – середня довжина вільного пробігу і середня швидкість руху електронів.

Інша картина спостерігається для виродженого газу. В такому газі основна маса електронів, енергія яких менша ферміївської, не може брати участі в процесах розсіювання і змінювати стан свого руху під дією зовнішнього поля, оскільки це пов'язано з переходом електронів на сусідні рівні енергії, які повністю зайняті. Тому реагувати на зовнішнє поле можуть тільки електрони, розташовані у рівня Фермі (Ферміївські електрони). Під дією зовнішнього поля ці електрони зміщуються з лівої частини розподілу в праву. При цьому зліва, звідки електрони входять, ферміївський розподіл ніби злегка «підтає», зате справа, куди приходять електрони, воно злегка «нарощується». Результуючий розподіл виглядає так, як ніби все воно зсунулося вправо, хоча насправді змінили свій стан лише ферміївські електрони. Саме за рахунок надбання ними додаткових швидкостей в зовнішньому полі і відбувається зсув розподілу. Як і в невиродженому газі, розсіювання носіїв приводить до хаотизації їх швидкостей і симетризації функції розподілу: коли ферміївський розподіл зміщується під дією зовнішнього поля, перекидання електронів при розсіюванні з правої частини розподілу (рис. 4.2, б) переважають над зворотними перекиданнями. В результаті сумісної дії зовнішнього поля і процесів розсіювання встановлюється деяка швидкість дрейфу носіїв

$$v_d = -ue = -\frac{qt_f}{m_n} e = -\frac{q}{m_n} \frac{l_f}{v_f} e, \quad (4.14)$$

яка визначається вже не середніми значеннями t , l і v як для невиродженого газу, а часом релаксації t_f , довжиною вільного пробігу l_f і швидкістю руху v_f ферміївських електронів, оскільки вони обумовлюють зсув розподілу під дією поля на величину v_d . З точки зору кількісного розрахунку провідності важливий лише сам факт зсуву розподілу електронів за швидкостями під дією поля, а не його фізичний механізм. Тому електропровідність виродженого газу як і раніше може бути записана у вигляді ,

$$s = \frac{nq^2}{m_n} t_f = \frac{nq^2}{m_n} \frac{l_f}{v_f} \quad (4.15)$$

де n – повна концентрація електронів.

Явище надпровідності

У 1911 р. голландський фізик Камерлінг-Оннес, вивчаючи температурну залежність питомого опору ртуті в області низьких температур, знайшов дивовижне явище: при температурі 4,2 К опір ртуті практично стрибком зменшувався до нуля (рис. 4.4).

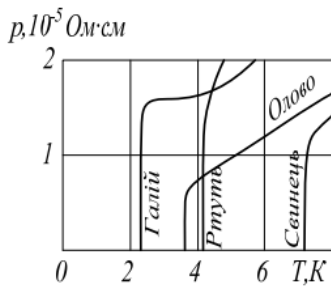


Рисунок 4.5 – Стрибкоподібна зміна опорів провідників при переході в надпровідний стан

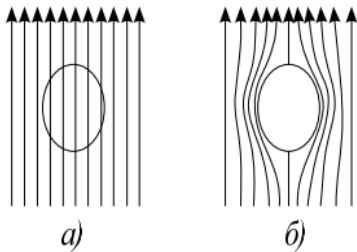


Рисунок 4.6 – Ефект Мейсснера Оксенфельда (виштовхування магнітного поля з провідника).

Ртуть переставала чинити опір проходженню електричного струму. Це явище одержало назву надпровідності (superconductivity). В наш час воно встановлено у сотень речовин – чистих металів, металевих сплавів і інтерметалевих з'єднань і навіть у деяких вироджених напівпровідників. Температура переходу в надпровідний стан, яка називається критичною температурою переходу $T_{кр}$, коливається у різних речовин від сотих часток градуса абсолютної шкали до $\gg 20$ К. Розглянемо таку важливу обставину. Якби метали вдалося звільнити від домішок, то при наближенні до абсолютного нуля їх опір повинен би поступово зменшуватись до нуля, оскільки бездефектні ґратки, що мають строго періодичний потенціал, не здатні розсіювати вільні носії заряду. Проте така поведінка металів не була б надпровідністю, оскільки, по-перше, перехід речовини в надпровідний стан не пов'язаний у принципі з наявністю в ньому домішок, по-друге, такий перехід відбувається не плавно у міру зниження температури, а стрибкоподібно при досягненні речовиною критичної температури переходу $T_{кр}$. Більше того, як показали дослідження, надпровідність не вичерпується тільки оберненням в нуль електричного опору провідника (ідеальною провідністю). Не менш фундаментальною властивістю речовини в надпровідному стані є ідеальний діамagnetизм (ideal diamagnetism). Ця властивість, відкрита Мейсснером і Оксенфельдом в 1933 р., полягає в тому, що речовина, поміщена в магнітне поле (рис. 5.5, а), при переході в надпровідний стан не «заморожує» магнітне поле, що знаходиться в ньому, як це повинно б було бути при простому переході речовини в стан з нульовим опором, а виштовхує його з свого об'єму (рис. 4.6, б), що властиво ідеальним діамagnetикам, які мають нульову магнітну проникність. Це явище одержало назву ефекту Мейсснера – Оксенфельда. Таким чином, суть надпровідності полягає в набутті речовиною двох не пов'язаних один з одним фундаментальних властивостей – ідеальної провідності і ідеального діамagnetизму. Природа надпровідності. Не дивлячись на великі зусилля, витрачені багатьма дослідниками на вивчення надпровідності, її фізична природа стала зрозумілою лише в 1957 р. із створенням Бардіним, Купером і Шріффером мікроскопічної теорії цього явища, що одержала назву БКШ теорії. В основі її лежить уявлення, що між електронами провідності металу можуть діяти сили тяжіння виникаючі внаслідок поляризації ними кристалічних ґраток. Ми звикли вважати, що два електрони як однойменно заряджені частинки повинні зазнавати лише кулонівське відштовхування один від одного. Подібна ситуація справедлива для електронів, що знаходяться у вільному просторі, може істотно змінитися в кристалі через наявність в ньому інших електронів і позитивно заряджених іонів, в загальному компенсуючих негативні заряди електронів. В таких умовах між електронами крім сил відштовхування можуть виникати непрямі

сили тяжіння. Насправді, електрон, рухомий в ґратках, притягує до себе позитивно заряджені іони, дещо зближуючи їх, і тим самим створює уздовж шляху свого руху надмірний позитивний заряд поляризованих ґраток, до якого можуть притягуватись інші електрони. Це еквівалентно виникненню сили тяжіння між електронами, тільки діючої не безпосередньо, а через поляризовані ґратки. З цієї точки зору надпровідність слід чекати перш за все у тих металів, у яких має місце сильна взаємодія електронного газу з ґратками, що приводить в звичайних умовах до відносно низької електропровідності. І дійсно, з чистих металів кращими надпровідниками виявилися найбільш високоомні – свинець, неодій, олово, ртуть і ін. У таких же високопровідних металів, як мідь і срібло, у яких електронний газ є значною мірою вільним, надпровідність не спостерігається. Перевагою сил тяжіння між електронами в ґратках над силами відштовхування робить електронний газ в металах нестійким до процесу встановлення з електронів електронних пар, які називають куперовськими парами на ім'я ученого Купера, який вперше показав, що утворення таких пар є енергетично вигідним. При цьому найбільший вигравш в енергії виникає при скріпленні в пари електронів, що мають протилежні спіни і рівні за величиною і протилежні за напрямом імпульси, тобто при утворенні пари з нульовим повним імпульсом. Оскільки сила тяжіння між електронами в куперовській парі є відносно слабкою, то спарені електрони не «зліпаються» один з одним, а знаходяться на достатньо великій відстані один від одного. Ця відстань за порядком величини рівна 10^{-6} м, що і визначає розмір пари e .

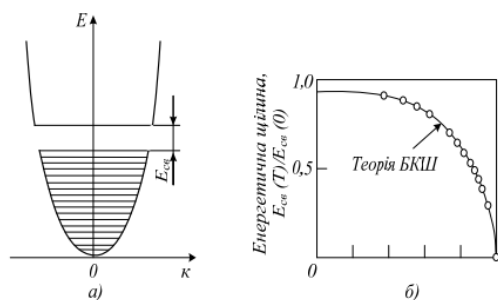


Рисунок 4.7 – Утворення щілини в енергетичному спектрі електронів провідника під час переходу його в надпровідний стан (а) і залежність ширини енергетичної щілини від температури для танталу (б)

У кристалі в такому об'ємі розміщується приблизно 10^6 інших електронів, об'єднаних в куперовські пари. Просторове перекриття такого величезного числа пар повинно неминуче приводити до строгої взаємної кореляції їх руху. Пари не можуть рухатися незалежно одна від одної, як електрони в нормальному металі. Кожна пара, взаємодіючи зі всіма іншими, повинна рухатися строго узгоджено (мовби в унісон) і будь-яке порушення в русі даної пари повинно позначатися на властивостях всієї сукупності пар. З теорії БКШ виходить, що подібна повна кореляція досягається тоді, коли центри мас всіх пар металу рухаються з однаковим імпульсом. При такій імпульсній впорядкованості пари утворюють єдину сукупність або, як кажуть, конденсат, вирвати з якого окрему пару тим важче, чим більше їх знаходиться в цьому конденсаті. Проте не всі електрони зони провідності металу здатні об'єднуватися в куперовські пари, а тільки ті з них, які можуть збуджуватися і змінювати свої стани. Такими є лише ферміївські електрони, відповідальні за електропровідність металів. Вони складають приблизно 10^{-4} від загального числа електронів провідності металу. Маючи нульовий спін, тобто будучи бозе-частинками, куперовські пари конденсуються – розміщуються на одному рівні, розташованому нижче рівня Фермі в нормальному металі на відстані

$$V = E_{св} / 2 \text{ від нього,}$$

де $E_{св}$ – енергія зв'язку електрона в парі. Тому для переходу електронів з надпровідного в нормальний стан необхідно витратити енергію $E_{св}=2V$ на розрив пар, тобто енергію $V/2 = E_{св}$ на

кожний електрон. Це означає, що нормальний стан електронів в надпровіднику відокремлений від надпровідного стану енергетичною щілиною $E_{св}$ (рис. 4.7). У наш час розроблено ряд методів вимірювання $E_{св}$. Один з них заснований на вивченні поглинання надпровідником електромагнітних хвиль ГК області. Досліди показали, що при дуже низьких температурах поглинання енергії в надпровіднику не відбувається до тих пір, поки енергія квантів падаючого випромінювання не перевищить ширину щілини $E_{св}$, після чого поглинання швидко зростає до значення в нормальному металі. За енергією квантів

$$hw_k,$$

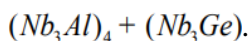
що викликають поглинання енергії, визначається ширина енергетичної щілини надпровідника:

$$E_{св} = hw_k.$$

Тепер розглянемо, як повинні поводитися електрони, об'єднані в куперовські пари, при збудженні в провіднику електричного струму. У відсутність струму всі пари внаслідок повної кореляції мають імпульс, рівний нулю, оскільки вони утворені електронами, що мають рівні за величиною і протилежні за напрямом імпульси. Виникнення струму не порушує кореляції пар: під дією зовнішнього джерела, що викликало струм, всі вони набувають один і той же імпульс і рухаються як єдиний колектив в одному і тому ж напрямі з деякою дрейфовою швидкістю v_d . При цьому поведінка таких пар в металі істотно відрізняється від поведінки звичайних електронів, що здійснюють направлений рух. Нормальні електрони зазнають розсіювання на теплових коливаннях і інших дефектах ґратки, що приводить до хаотизації їх рухів і є причиною виникнення електричного опору. Куперовські ж пари, поки вони не розірвані, розсіюватися на дефектах ґратки не можуть, оскільки вихід будь-якої з них із строго корельованої сукупності маловірогідний. Пару можна вирвати з конденсату, лише зруйнувавши її. Проте при дуже низьких температурах число фононів, що мають достатню для цього енергію, виключно мале. Тому переважна більшість куперовських пар зберігається незруйнованими. Не зазнаючи розсіювання при своєму направленому русі, вони обумовлюють появу надпровідного струму, який протікає через надпровідник без опору. Оскільки зв'язок в куперовських парах відносно слабкий, то досконалий конденсат, що охоплює всі електрони, здатні об'єднуватися в пари, може існувати лише при абсолютному нулі. З підвищенням температури в кристалі з'являються фонони, здатні руйнувати пари і переводити електрони в нормальний стан. Нормальні електрони, взаємодіючи з парами, порушують їх імпульсну впорядкованість і послабляють кореляційний зв'язок в конденсаті, тобто зменшують ширину енергетичної щілини $E_{св}$ (рис. 4.7, б). При критичній температурі $T_{кр}$ енергетична щілина звужується до нуля і надпровідний стан руйнується; всі електрони стають нормальними. Теорія БКШ дає такий вираз для

$$T_{кр} = q \exp(-1/g) \quad (4.16)$$

де q – температура Дебая для матеріалу провідника; g – параметр, пропорційний енергії зв'язку електронів в парах. З (4.16) видно, що $T_{кр}$ тим вища, чим вищі q і g . Для звичайних надпровідників, у яких зв'язування електронів в пари здійснюється через ґратку, g дещо менше $1/2$; q лежить в межах 100 – 500 К. Тому максимальна критична температура переходу в надпровідний стан у них не може, ймовірно, перевищувати 20 – 50 К. Високотемпературний надпровідник, одержаний в наш час, має $T_{кр}=20$ К, ним є сплав



Теоретичні і експериментальні роботи з надпровідності, які в наш час ведуться широким фронтом у всьому світі, переслідують мету, по-перше, розроблення нових надпровідних матеріалів з вищою $T_{кр}$ на основі розглянутого механізму об'єднання електронів в пари через ґратку; по-друге,

вишукування нових ефективніших видів взаємодії електронів, здатних привести до їх об'єднання в пари з вищою енергією зв'язку і вищим параметром g . Можливо, що на цьому шляху вдасться врешті-решт одержати високотемпературну надпровідність, практичну значущість якої важко переоцінити. Надпровідність в провіднику можна зруйнувати, збільшуючи в ньому густину струму j вище критичного значення $j_{кр}$, при якому енергія пари досягає величини, достатньої для її руйнування. Надпровідність може бути зруйнована також магнітним полем, що безпосередньо витікає з існування $j_{кр}$. Насправді, при поміщенні надпровідника в магнітне поле B в поверхневому шарі наводиться незгасаючий струм, що створює в об'ємі провідника поле $B_{вн}$ направлене протилежно B і компенсуюче його. При збільшенні B збільшується густина струму в надпровіднику і компенсуюче поле $B_{вн}$. Проте при деякому значенні $B_{кр}$, названому критичним полем, наведений в надпровіднику струм досягає критичної величини і надпровідність руйнується. При підвищенні температури надпровідника $B_{кр}$ знижується. Згідно з теорією БКШ це пониження описується таким співвідношенням:

$$B_{кр}(T) = B_{кр}(0)[1 - (T/T_{кр})] \quad (4.17)$$

де $B_{кр}(0)$ – критичне поле при 0 К. Незгасаючі струми, наведені в надпровіднику в магнітному полі, протікають по поверхні в шарі товщиною l 10 - 100 нм. На цю глибину зовнішнє магнітне поле проникає в надпровідник, швидко віддаляючись з відстанню x від поверхні:

$$B(x) = B(0) \exp(-x/l) \quad (4.18)$$

де $B(0)$ – індукція поля біля поверхні. Величина l , названа глибиною проникнення, залежить від температури і матеріалу надпровідника. В тонких плівках, товщина яких менше l величини критичного поля $B_{кр}$, що руйнує надпровідність, виявляється на порядок більша, ніж в масивних зразках. Проте існування критичного поля і критичної густини струму в надпровідниках обмежує можливості їх практичного використання. Істотний прогрес в цій області був досягнутий, коли були одержані так звані надпровідники II роду, до яких відносяться багато сплавів і деякі однорідні надпровідники. В цих матеріалах виникаючі в зовнішньому магнітному полі надпровідні струми протікають не тільки по поверхні, але і в товщі провідника. Циліндрові області (cylinder oblast), в яких протікають ці струми, пронизують весь надпровідник. В центрі таких ниток куперовських пар немає і надпровідність відсутня. По цих нитках зовнішнє магнітне поле і проникає в надпровідник II роду.

Контактні і поверхневі явища

При зближенні атомів і утворенні з них кристалів потенціальні бар'єри для електронів, що відділяють сусідні атоми, знижуються і звужуються. Потенціальний же бар'єр біля поверхні кристала (біля зовнішньої його межі) залишається практично таким же високим, як і у ізольованих атомів. Тому електрони в кристалі знаходяться ніби в потенціальній ямі, вихід з якої вимагає витрати роботи з подолання сили, діючої на них з боку кристала. Для металів вираз для цієї сили легко визначити з таких міркувань. Електрон, що вийшов з металу і знаходився біля його поверхні на відстані x , індукує в металі заряд $+q$. Цей наведений заряд діє на електрон, що вийшов, так, ніби він був зосереджений під поверхнею металу на глибині x в точці, симетричній тій, в якій знаходиться електрон. Індукований заряд $+q$ називають тому електричним зображенням заряду $-q$. Він притягує електрон з силою

$$F = - q^2 / (16\pi\epsilon_0 x^2), \quad (4.19)$$

названою силою електричного зображення. На відстані x_0 від поверхні кристала рівної або менше міжатомної, визначити сили, що утримують електрон в кристалі, досить важко і вираз (4.19) для $x < x_0$ не використовується. Але, на щастя, для більшості практично важливих завдань достатньо знати

лише повну висоту бар'єра, що розрахована від дна зони, провідності E_c названу зовнішньою роботою виходу (work out) $x_{вн}$ (рис.4.19, в), висоту бар'єра, що розрахований від рівня Фермі, яку називають термодинамічною роботою виходу x_0 (рис. 4.8,в), і, нарешті, потенціал сили дзеркального зображення при $x > x_0$, який може бути знайдений шляхом інтеграції виразу (4.19). Для напівпровідника або діелектрика (рис. 4.8) термодинамічна робота виходу x_0 не відповідає роботі виходу якого-небудь реального електрона, якщо рівень Фермі лежить в забороненій зоні і не збігається ні з яким рівнем домішки. Великий вплив на роботу виходу роблять мономолекулярні адсорбційні шари. На рис. 4.8, а показаний одноатомний шар цезію, що покриває поверхню вольфраму. Цезій є лужним металом. Його зовнішній валентний електрон пов'язаний з ядром значно слабкіше, ніж валентні електрони у вольфрамі. Тому при адсорбції атоми цезію віддають вольфраму свої валентні електрони і перетворюються на позитивно заряджені іони. Між цими іонами і їх електричним зображенням у вольфрамі виникає сила тяжіння, що утримує іони на поверхні вольфраму. При покритті вольфраму одноатомним шаром цезію виникає подвійний електричний шар, зовнішня сторона якого заряджена позитивно. Поле подвійного шару допомагає виходу електрона з вольфраму, тому у присутності шару цезію робота виходу електронів з вольфраму зменшується з 4,52 до 1,36 еВ. Подібно цезію діють одноатомні шари інших електропозитивних металів – барію, церію, торію і т.д.

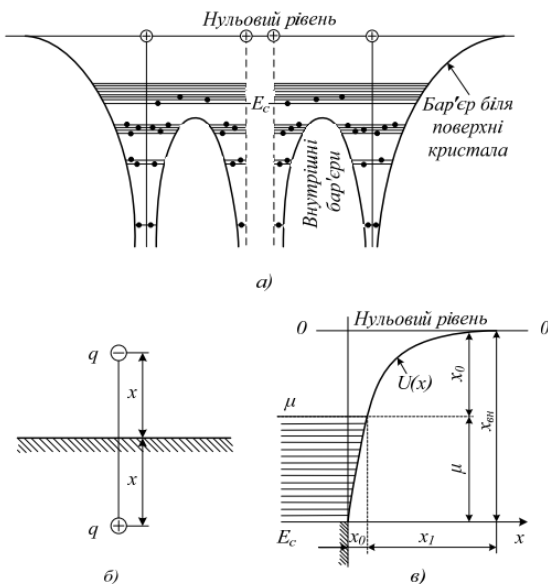


Рисунок 4.8 – Робота виходу електронів з металу: а – потенціальний бар'єр для електронів біля поверхні кристала; б – сили електричного зображення; в – зміна потенціальної енергії електрона з видаленням його з поверхні металу

Зменшення роботи виходу під впливом адсорбції електропозитивних металів знаходить широке практичне застосування при виготовленні катодів електронних ламп, фотокатодів і под. Зовсім інакше діє, наприклад, кисень, адсорбований поверхнею металу. Зв'язок валентних електронів в атомі кисню значно сильніший, ніж в металах. Тому при адсорбції атом кисню не віддає, а, навпаки, одержує від металу два електрони, перетворюючись на негативно заряджений іон. В результаті цього зовнішня сторона подвійного електричного шару виявляється зарядженою негативно (рис. 4.8, б), внаслідок чого електричне поле гальмує вихід електронів з металу і робота виходу збільшується.

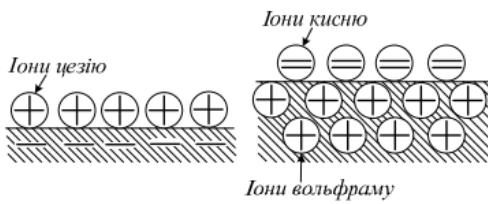


Рисунок 4.9 – Утворення подвійного електричного шару при нанесенні плівки цезію на поверхню вольфраму.

Термоелектронна емісія

На рис. 4.10 показана енергетична схема вольфраму і крива розподілу електронів по енергіях при $T=0$ К (суцільна лінія) і при високій температурі (штрихова лінія). З рис. 4.4 видно, що при підвищенні температури «хвіст» кривої розподілу заходить за нульовий рівень потенціальної ями, що свідчить про появу деякого числа електронів, що мають кінетичну енергію, що перевищує висоту потенціального бар'єра. Такі електрони здатні виходити з металу (випаровуватися). Тому нагрітий метал випускає електрони. Це явище одержало назву термоелектронної емісії. Значною мірою воно спостерігається лише при високій температурі, коли число термічно збуджених електронів, здатних вийти з металу, виявляється достатньо великим. Помістивши поблизу нагрітого металу провідник і створивши між ним і металом поле, що відсмоктує електрони, можна одержати термоелектронний струм (thermoelectric current).

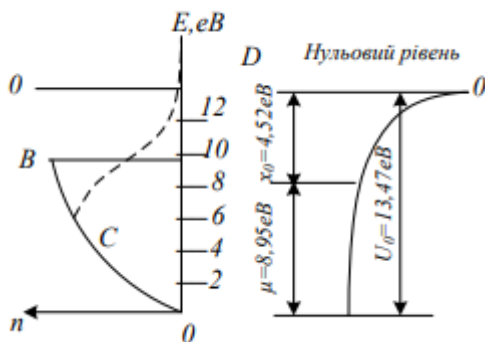


Рисунок 4.10 – Енергетична схема вольфраму і криві розподілу електронів по енергіях $p(E)$ сили, діючої при $T=0$ К (суцільна крива) і при високій температурі (штрихова крива)

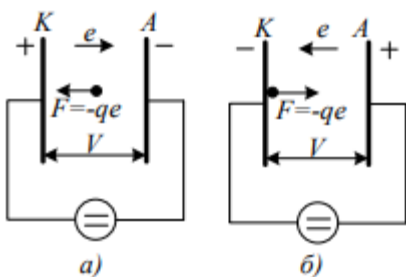


Рисунок 4.11 – Напрямок зовнішнього поля і сили діючої на електрон, при затримуючій (а) і прискорюючій (б) напрузі на аноді

Якщо між емітером (термокато́дом К) і колектором (анодом А) створити різницю потенціалів V , перешкоджаючу руху електронів до колектора (рис. 4.11, а), то на колектор зможуть потрапити лише ті електрони, які вилетіли з емітера із запасом кінетичної енергії, не меншим $-qV(V_0)$. Для цього їх енергія в емітері повинна бути не менше $\chi_{\text{вн}} - qV$. При позитивному потенціалі на колекторі (рис. 4.11, б) всі електрони, що покидають емітер (emitter), потрапляють на колектор (collector).

Тому струм в колі змінюватись не повинен, залишаючись рівним струму насичення I_0 (штрихова крива на рис.4.11,а). Слід вказати, що подібна ВАХ спостерігається лише при відносно малій густині струму емісії і високих позитивних потенціалах на колекторі, коли поблизу поверхні не виникає будь-яка кількість значного об'ємного заряду з електронів, що не встигли досягти колектора. За наявності ж такого заряду вольт-амперна характеристика описується рівнянням Чайльда – Ленгмюра, згідно з яким $I \sim V^{3/2}$.

Ефект Шоттки

Висновок про незалежність від V при $V > 0$ не зовсім точний. Прискорююче поле на емітуючій поверхні, діючи на електрон з силою F (рис. 4.12, б), здійснює на шляху x роботу тим самим зменшує потенціальну енергію електрона. На рис. 4.12, б показана залежність від x потенціальної енергії електрона в зовнішньому полі U_e (штрихпунктирна пряма), в полі сил електричного зображення $U_{зоб}$ (штрихова крива) і результуючої потенціальної енергії електрона (суцільна крива).

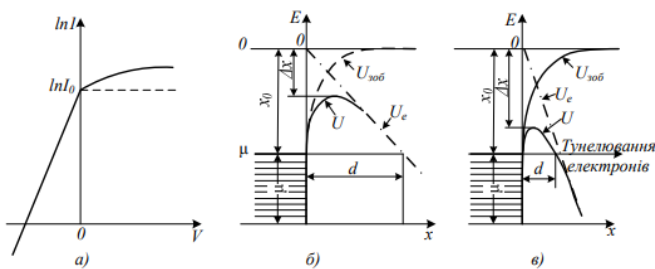


Рисунок 4.12 – Залежність струму від напруги на аноді (а) і вплив зовнішнього поля на висоту і форму потенціального бар'єра на межі метал-вакуум при ефекті Шоттки (б) і холодній емісії (в).

З рис. 4.12, б видно що прискорююче поле, діюче на емітуючій поверхні, знижує потенціальний бар'єр на x . Розрахунок показує, що для полів не дуже високої напруженості зниження потенціального бар'єра під дією зовнішнього поля називається ефектом Шоттки. Він призводить до того, що із зростанням позитивного потенціалу на колекторі струм емісії не зберігається постійним (I_0), а дещо збільшується (суцільна крива рис. 4.12, а).

Холодна емісія електронів

Зовнішнє прискорююче поле викликає не тільки зниження потенціального бар'єра, але і зменшення його товщини d , що в полях достатньо високої напруженості ($>10^9$ В/м) робить такий бар'єр достатньо прозорим для тунельного просочування електронів і виходу їх з твердого тіла. Це явище одержало назву холодної емісії електронів. Густина струму при холодній емісії електронів експоненціальне росте із збільшенням напруженості прискорюючого поля:

$$j = C e^2 \exp(- a/e), \quad (4.20)$$

де C , a – сталі, що характеризують потенціальний бар'єр.

Контактна різниця потенціалів

Розглянемо процеси, що відбуваються при зближенні і контакті двох електронних провідників, наприклад, двох металів, енергетичні схеми яких показані на рис. 4.13, а. В ізолюваному стані електронний газ в цих провідниках характеризується хімічними потенціалами (chemical potential) m_1 і m_2 і роботами виходу. Приведемо провідники в контакт, зближуючи їх до такої відстані, при якій можливий ефективний обмін електронами. З рис. 4.13, а видно, що в зоні провідності провідника 2 зайняті всі стани аж до рівня Фермі, причому проти цих станів розташовуються зайняті рівні зони провідності провідника 1. Тому при абсолютному нулі електрони

з провідника 2 не можуть переходити в провідник 1. При температурі, відмінній від 0 К, електрони провідника 2, термічно збуджені на рівні, розташовані вище m_1 , можуть переходити в провідник 1, але число таких електронів при звичайних температурах невелике, внаслідок чого їх потік n буде слабким. Інша картина складається для провідника.

1. В ньому зона провідності також укомплектована аж до рівня Фермі m_1 , але внаслідок меншої роботи виходу проти зайнятих станів цього провідника, розташованих вище рівня Фермі, розміщуються вільні рівні зони провідності провідника 2. Тому за наявності контакту (навіть при абсолютному нулі) електрони із зайнятих рівнів провідника 1 переходитимуть на вільні рівні провідника 2, утворюючи потік n , на перших порах значно перевершуючий потік p . Тепер розглянемо, як відбувається встановлення рівноваги між провідниками. Провідник 1, втрачаючи електрони, заряджається позитивно, провідник 2, придбавши надмірні електрони, заряджається негативно. Виникнення цих зарядів викликає зсув один відносно одного енергетичних рівнів провідників 1 і 2. В провіднику 1 зарядженому позитивно, всі рівні опускаються вниз, а в провіднику 2, зарядженому негативно, всі рівні підіймаються вгору відносно своїх положень в незарядженому стані цих провідників (рис. 4.13, б). Це легко зрозуміти з таких простих міркувань. Для переведення електрона, наприклад, з нульового рівня 1 0 металу 1 на нульовий рівень 2 0 металу 2, що знаходиться під негативним потенціалом $-V$, відносно металу 1 необхідно виконати роботу, чисельно рівну qV . Ця робота переходить в потенціальну енергію електрона.

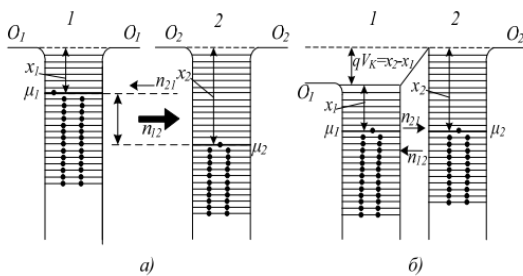


Рисунок 4.13 – Виникнення контактної різниці потенціалів між двома металами.

Тому потенціальна енергія електрона, що знаходиться на нульовому рівні негативно зарядженого провідника, буде на $W=qV$ більша потенціальної енергії електрона, розташованого на нульовому рівні позитивно зарядженого провідника. А це і означає, що нульовий рівень провідника 2 розташовується на $W=qV$ вище нульового рівня позитивно зарядженого провідника. Подібний зсув зазнають всі енергетичні рівні провідників 1 і 2, у тому числі і рівні Фермі m_1 і m_2 . Як тільки рівень Фермі провідника 1, що безперервно знижується (m_1) і рівень Фермі провідника 2 (m_2), що безперервно підвищується, виявляються на одній висоті, причина, що викликала переважне перетікання електронів з провідника 1 в провідник 2, зникає, оскільки проти заповнених рівнів провідника 1 розташовуються тепер заповнені з тим же ступенем заселеності рівні провідника 2. Між провідниками встановлюється рівновага, якій відповідає рівноважна різниця потенціалів між ними рівна

$$V_k = \frac{1}{q} (x_2 - x_1) \quad (4.21)$$

Її називають контактною різницею потенціалів (contact variance potential). Як видно з (4.21), вона визначається різницею робіт виходу електронів з контактуючих провідників. За абсолютним значенням V_n коливається від десятих часток до одиниць вольт. З рис.4.13, б витікає, що контактна різниця потенціалів створює для електронів, перехідних в провідник з більшою роботою виходу, потенціальний бар'єр висотою $k qV$. Одержаний результат справедливий для будь-яких способів обміну двох матеріалів електронами, у тому числі і шляхом термоелектронної емісії у вакуум, через зовнішнє коло і т.п. Контактна різниця потенціалів може відігравати велику роль в роботі

електровакуумних приладів, електроди яких (катод, анод, сітки і ін.) виготовляються, як правило, з різнорідних металів. Контактна різниця потенціалів, що виникає між такими електродами, складається із зовнішньою різницею потенціалів і робить безпосередній вплив на ВАХ приладів. Зміна контактної різниці потенціалів може привести до нестабільності роботи цих приладів. Контактні явища лежать також в основі роботи багатьох напівпровідникових і інших твердотільних приладів і пристроїв.

Електронна емісія

У провідникових матеріалах і, меншою мірою, у напівпровідникових енергетичний рівень електронів може бути настільки підвищений, що вони вийдуть за межі цього матеріалу – створиться так звана електронна емісія. Енергія W_0 , яка при цьому витрачається, називається роботою виходу. Якщо емісія створюється у вакуумі (тиск менше 100 мкПа), то

$$W_0 = W_a - W_F = e\phi_0, \quad (4.22)$$

де W_a – повна енергія електрона; W_F – енергія, яка відповідає рівню розташування електрона в матеріалі; e – заряд електрона; ϕ_0 – пройдена різниця потенціалів електричного поля (рис. 4.14). Потік вільних електронів в електровакуумних приладах створюється за допомогою металевого або напівпровідникового електрода – катода. Залежно від способу передачі електронам додаткової енергії розрізняють такі види електронної емісії: - термоелектронну, що виникає при нагріві катода; - фотоелектронну, що виникає під впливом електромагнітного опромінювання поверхні катода; - вторинну електронну, що виникає як наслідок бомбардування катода потоком електронів або іонів, які рухаються з великою швидкістю; - електростатичну, що виникає за допомогою сильного електричного поля поблизу поверхні катода, спрямованого на відрив електронів

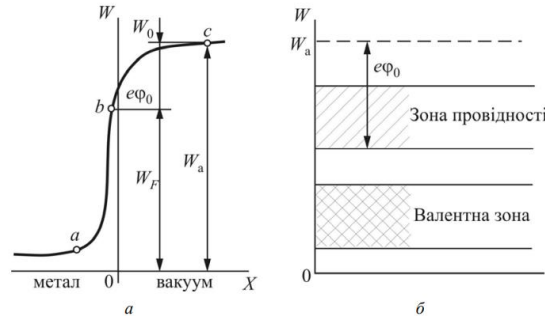


Рисунок 4.14 – Енергетичні діаграми виходу електронів: з металу (а); з напівпровідника (б).

Класична електронна теорія металів

Класична електронна теорія металів розглядає провідник як систему, що складається з вузлів кристалічної іонної ґратки, усередині якої міститься електронний газ з усупільнених (вільних) електронів. У вільний стан від кожного атома металу переходить від одного до двох електронів.

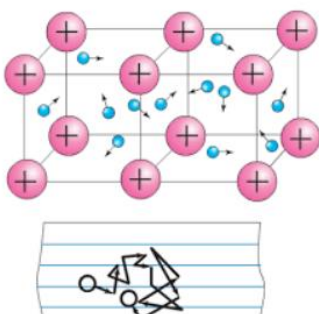


Рисунок 4.15

До електронного газу застосовувалися закони статистики звичайних газів. Більшість металів мають щільнопаковані кристалічні ґратки: кубічну гранецентровану і гексагональну ґратки. Перехідні тугоплавкі метали, такі, як Cr, Mo, W, V, Ta, мають кубічну об'ємцентричну ґратку. У кристалах цих елементів, крім звичайного металевого зв'язку, діє також і ковалентний зв'язок, зумовлений електронами внутрішніх незаповнених оболонок. Зазвичай метали – парамагнетики, але трапляються серед металів і діамагнетики, наприклад, Ag, Cu і деякі інші. Перехідні і рідкісноземельні метали Fe, Ni, Co та Gd – феромагнетики, а такі метали, як Cr – антиферомагнетики. Висока електропровідність і теплопровідність металів, а також характерний металічний блиск свідчать про те, що електрони в металі поведуться, як вільні. До такого ж висновку приводить аналіз закону Ома: якою б малою не була напруга на ділянці металевого провідника, вона завжди викликає струм, сила якого пропорційна напрузі, причому коефіцієнт пропорційності $1/R$ такий самий, як і для великих значень струму і напруги. Дослідження з визначення відношення заряду до маси носіїв заряду в металах підтвердили припущення про те, що електричний струм у металах зумовлений напрямленим упорядкованим рухом електронів під дією зовнішнього електричного поля.

Класична електронна теорія металів дала змогу аналітично описати і пояснити отримані експериментально основні закони електропровідності та втрат електричної енергії в металах. Виявилось можливим також пояснити і зв'язок між електропровідністю і теплопровідністю металів. Крім того, деякі експерименти підтвердили гіпотезу про електронний газ у металах, а саме те, що внаслідок скривлення траєкторії електронів у металевій пластинці, поміщеній в поперечне магнітне поле, виникає поперечна електрорушійна сила і змінюється електричний опір провідника. На відміну від класичної електронної теорії в квантовій механіці припускається, що електронний газ у металах за звичайних температур перебуває в стані виродження. У цьому стані енергія електронного газу майже не залежить від температури, тобто тепловий рух майже не змінює енергії електронів. Тому на нагрівання електронного газу теплота не витрачається, що і виявляється під час вимірювання теплоємності металів. Уявляючи метал як систему, у якій позитивні іони скріплюються за допомогою вільно мобільних електронів, легко зрозуміти природу всіх основних властивостей металів: пластичності, ковкості, високих значень теплопровідності й електропровідності. Фермі і Дірак застосували принцип заборони Паулі до електронного газу. У такому газі однакову швидкість і напрямок руху можуть мати не більше двох електронів. Електрони заповнюють усі дозволені стани за швидкістю (енергією), але вище, ніж цього вимагає принцип заборони, не піднімаються. Поверхня Фермі є межею між «заповненими» і «незаповненими» швидкостями в електронному газі; найвища «заповнена» швидкість є швидкістю Фермі, що позначається через v_F . Така теорія електронного газу в металі дозволяє успішно пояснити більшість електронних властивостей металів. Зокрема, принцип заборони пояснює малу теплоємність електронного газу. У процесі нагрівання металу електрони нижніх станів не можуть збільшити свою швидкість, оскільки стани, розміщені над ними, уже зайняті. Таким чином, термічно збуджуються тільки електрони зі швидкостями поблизу поверхні Фермі – лише вони можуть піднятися в незайняті стани, що вище над рівнем Фермі. На енергетичному рівні Фермі ґрунтуються багато електрофізичних явищ у металах (і особливо в напівпровідниках). Для визначення кількості вільних носіїв заряду в металі або напівпровіднику необхідно знати кількість енергетичних рівнів (станів) у зоні провідності, фактично зайнятих електронами, і кількість вільних рівнів енергії (станів) у валентній зоні. Рівень Фермі – це такий енергетичний рівень, імовірність заповнення якого за температури, відмінної від абсолютного нуля, дорівнює. У металах за температури $T = 0$ рівень Фермі поділяє зону провідності навпіл – на заповнену частину зони і на порожню частину зони без яких-небудь енергетичних щілин між цими частинами. Квантові ефекти виявляються в тому разі, коли концентрація частинок n більша від квантової концентрації n_q , за якої відстань між частинками близька до довжини хвилі де Бройля, тобто коли хвильові функції частинок дотикаються, але не перекриваються. Ця ситуація відповідає металам. Унаслідок електростатичного відштовхування вільні електрони в металі ніколи не наближаються один до одного: кожен електрон оточений

вільною порожниною, у яку інший електрон не може ввійти. Але ця порожнина частково заповнюється позитивним зарядом від кристалічної ґратки, тому цей заряд екранує електрон від усіх інших. Таким чином, завдяки електричній силі відштовхування електрони, рухаючись всередині металу, рідко зіштовхуються. Квантова концентрація залежить від температури. За абсолютного нуля всі електронні стани з енергією, меншою за E_F , зайняті, а стани з енергією, більшою від E_F , вільні. Енергія, яка розділяє вільні та зайняті стани за температури, що дорівнює абсолютному нулю, називається енергією Фермі, а відповідна їй поверхня рівної енергії – поверхнею Фермі. На відміну від ідеального газу, у якому додаткова енергія поглинається всіма молекулами, у металі поглинене тепло передається лише відносно небагатьом частинкам поблизу фермі-поверхні. Ось чому для підвищення температури електронного газу потрібно значно менше тепла.

Зауваження щодо зонної теорії металів

Енергетична модель кристала розглядається на основі уявлень про енергетичний спектр атома, який безпосередньо пов'язаний з енергетичним спектром тих атомів, що входять у його структуру. Конкретні приклади утворення енергетичних зон, а також можливості накладення і перекриття зон розглянуто для порівняно простого металу натрію. Енергетичну діаграму атома натрію, що має 11 орбітальних електронів, які зрівноважують такої ж величини позитивний заряд ядра, показано на рис.4.16. Перші два електрони натрію займають найнижчий енергетичний рівень $1s$ на К-оболонці. Третій і четвертий електрони займають наступний найбільш низький енергетичний рівень $2s$ (оболонка L), п'ятий електрон виявиться на найнижчому рівні, що залишився (оболонка M) і т. д. З рисунка видно, що на третьому рівні перебувають нібито шість електронів. Насправді це просто накладання трьох енергетичних рівнів, які настільки мало відрізняються за енергією від атомів з невеликим атомним номером, що їх не вдається зобразити розмежувальними лініями. На найвищому рівні M (рис. 4.16) у незбуджений одиночний атом натрію містить тільки один валентний електрон (стан $3s$), і саме від нього залежать усі хімічні, електричні й оптичні властивості натрію. Інші 10 електронів розміщено настільки глибоко в енергетичній потенціальній ямі, що вони не можуть брати участі у звичайних хімічних або теплових процесах.

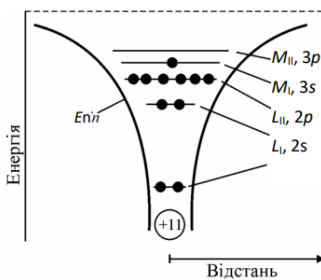


Рисунок 4.16 – Розміщення електронів в атомі натрію у незбудженому стані.

Валентний електрон міститься на рівні $3s$; К, L, М – позначення електронних оболонок. У разі утворення з окремих атомів твердого тіла енергетичну картину можна мати в першому наближенні, побудувавши криві потенціальної енергії ланцюжка атомів, розміщених один від одного на відстанях, що дорівнюють сталій кристалічної ґратки (рис. 4.17).

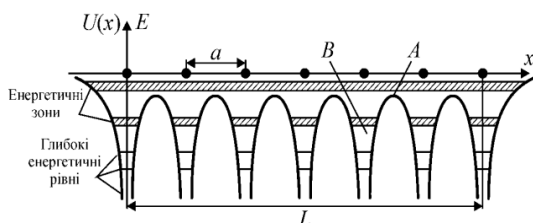


Рисунок 4.17 – Одновимірна енергетична модель кристала: a – міжатомна відстань; L – загальний розмір кристала; A – потенціальний бар'єр, що обмежує перехід електронів від одного атома до сусіднього; B – потенціальна яма.

Спектри випромінювання твердих тіл є не лінійчасті, а суцільні: дискретні енергетичні рівні атомів розщеплюються й утворюють зони, що складаються з такої ж кількості окремих, але близько розміщених рівнів, скільки атомів у кристалічному тілі. У кристалі очікується стільки таких зон, скільки енергетичних рівнів в ізолюваному атомі цієї речовини. Як можна бачити з рис. 4.18, валентна зона при цьому має N близько розміщених енергетичних рівнів і може вмістити $2N$ електронів відповідно до принципу Паулі. Тому й рівні валентної зони заповнені лише наполовину, оскільки відокремлений атом натрію має лише по одному електрону на кожному валентному рівні. Крім того, конкретно для натрію ширина розміщених високо зон така, що зони $3s$ і $3p$ перекривають одна одну. Внаслідок цього деякі електрони зі стану $3s$ переходять на нижні рівні зони $3p$, і тому обидві зони заповнюються спільно, поки не вичерпається весь запас електронів (інші енергетичні зони, розміщені вище за зони, що перекриваються, для спрощення на рисунку не показано). Валентна зона кристала натрію не цілком зайнята електронами. Самий верхній енергетичний рівень (E_p), який у металах за температури $T = 0$ зайнятий електроном, називають рівнем Фермі, E_F .

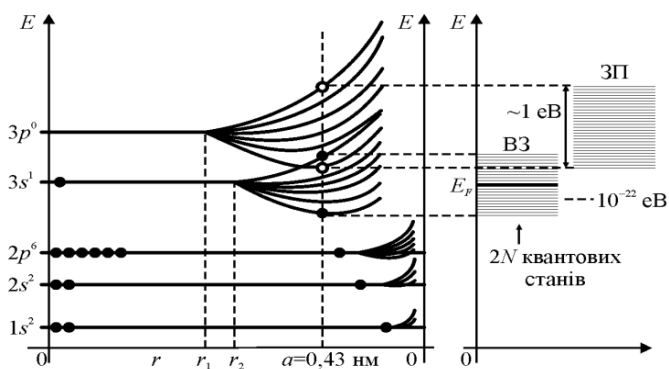


Рисунок 4.18 – Енергетичні спектри: а – окремого атома натрію; б – системи N атомів залежно від відстані між ними; ЗП – зона провідності; ВЗ – валентна зона.

Якщо до кристала прикласти електричне поле, то електрони можуть змінювати свою енергію, переходячи з одного з дуже близько розміщеного рівня на інший. Такі електрони називають вільними. Вони, крім хаотичного теплового руху, переміщуються у напрямку, протилежному до електричного поля, що й зумовлює виникнення електричного струму. Енергетичну діаграму кристала міді – металевого твердого тіла – зображено на рис. 4.19. Показано не тільки схему перекриття енергетичних зон міді, але й утворення енергетичних зон у разі зближення відокремлених атомів міді.

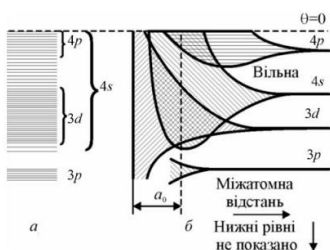


Рисунок 4.19. Перекриття енергетичних зон міді (а) і розщеплення енергетичних рівнів у разі зближення атомів міді (б); a_0 – стала ґратки (штрихування зон довільне)

У відокремленому атомі міді всі енергетичні рівні повністю заповнені включно до $3d$. На рівні $4s$, що міг би містити два електрони, перебуває тільки один валентний електрон у кожному атомі. У кристалі міді відповідно заповнені всі три верхні зони. Зона $4s$ заповнена до рівня,

розміщеного трохи вище від рівня його перекриття верхнім краєм зони 3d. У розглянутих випадках валентна зона виявлялася або частково заповненою електронами (Na), або характеризувалася перекриттям енергетичних зон і утворенням більш широкої зони, частина рівнів якої залишилася незаповненою (Cu). У твердих тілах – металах, для яких характерні зазначені енергетичні діаграми, електрони вільні, і ці тіла є провідниками електричного струму. Зі зближенням атомів й утворенням кристала електронні рівні енергії атомів завдяки їх взаємодії розщеплюються, утворюючи зони. Найінтенсивніше розщеплення відбувається в енергетичних рівнях зовнішніх (валентних) електронів, оскільки вони сильніше взаємодіють один з одним, ніж електрони з глибинних оболонок атома. Вигляд електронних спектрів кристалів залежить від особливостей атомних хвильових функцій частинок та від ступеня перекриття цих функцій під час зближення атомів у процесі утворення кристала. Залежно від розміщення енергетичних зон, як показано на рис. 4.20, всі кристали розподіляються на діелектрики – з великою забороненою зоною в електронному спектрі (3 eV), на напівпровідники, де заборонена зона лежить у межах $3 \text{ eV} > \Delta E > 0 \text{ eV}$, на напівметали, у яких $\Delta E \approx 0 \text{ eV}$, і на метали, у яких зона провідності перекривається валентною зоною.

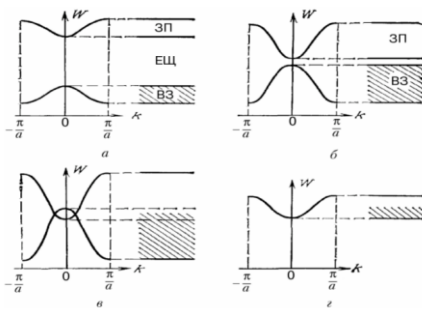


Рисунок 4.20 – Порівняння енергетичних зон діелектрика (а), напівпровідника (б), напівметалу (в) й металу (г).

Для металу характерним є те, що його здатність проводити електричний струм зменшується у разі підвищення температури. Це зумовлено тепловими коливаннями кристалічної ґратки. Електрони, що прискорюються, розсіюються на теплових коливаннях кристалічної ґратки, і тому швидкість електронів зменшується. Підвищення температури підсилює теплові коливання і тим самим скорочує вільний пробіг електронів між двома зіткненнями з коливаннями ґратки. Навпаки, зниження температури металу збільшує інтервали між зіткненнями як і час релаксації, що приводить до збільшення електропровідності. Електропровідність будь-якого металу може бути обчислена, якщо відомі форма поверхні Фермі і час релаксації для всіх електронів на цій поверхні. Поверхня Фермі дозволяє оцінити провідність металом тепла або звуку за різних умов. Нарешті знання форми поверхні Фермі потрібне для пояснення кристалічної будови металу, поглинання і відображення світла, властивості надпровідності за низьких температур і багатьох інших фізичних властивостей.

Дрейф вільних носіїв заряду в електричному полі

Виникнення електричного струму в металі зв'язано з дрейфом електронів провідності в зовнішнім електричному полі. У зонній теорії твердих тіл показано, що необхідною умовою існування електропровідності кристалів є наявність у їхній енергетичній діаграмі частково заповнених електронами енергетичних зон. При $T = 0 \text{ K}$ газ електронів у металі цілком заповнює всі стани усередині ізоенергетической поверхні в k -просторі, що відповідає енергії Фермі. Така поверхня в k -просторі називається поверхнею Фермі. Поверхня Фермі відокремлює при $T = 0 \text{ K}$ область зайнятих електронних станів у k -просторі від області, у якій електронів немає. Для газу вільних носіїв заряду поверхня Фермі являє собою сферу (рис.4.21, а). Положення центра сфери Фермі на початку системи координат говорить про те, що спрямований перенос заряду в цьому стані, що називають рівноважним, відсутній.

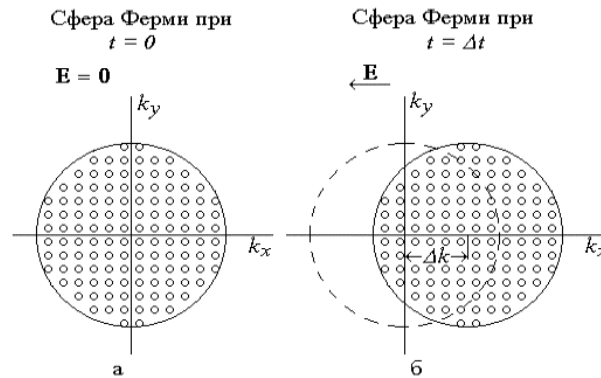


Рисунок 4.21- Рівноважне (а) і стаціонарне (б) заповнення станів електронами в k -просторі в постійному електричному полі.

Імпульс електрона зв'язаний з його хвильовим вектором співвідношенням

$$m_n^* \mathbf{v} = \hbar \mathbf{k} \quad (4.23)$$

тут m_n^* - ефективна маса електрона .

Електричне поле викликає прискорення електронів і їхній перехід у нові стани , що лежать правее вихідних, якщо вектор електричного поля протилежний осі x . Рівняння руху електрона під дією електричного поля буде мати вигляд

$$\mathbf{F} = m_n^* \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \hbar \frac{d\mathbf{k}}{dt} = -e\mathbf{E}. \quad (4.24)$$

Під дією постійної сили F , що діє протягом проміжку часу Δt , кожен електрон, що знаходився в стані з хвильовим вектором k , змінить свій стан так, що його хвильовий вектор збільшиться на $\Delta k = F\Delta t/\hbar$. Таким чином, під час відсутності зіткнень зовнішнє постійне електричне поле однорідне зміщає всі крапки сфери Ферми на величину Δk . Інтегруючи рівняння (4.2), одержимо

$$\Delta \mathbf{k} = - \frac{e\mathbf{E}\Delta t}{\hbar} \quad (4.25)$$

Унаслідок збільшення імпульсу в електронів кристала виникає деяке відмінне від нуля збільшення швидкості, спрямоване проти вектора напруженості зовнішнього електричного поля

$$\Delta \mathbf{v} = - \frac{e\mathbf{E}\Delta t}{m_n^*}. \quad (4.26)$$

Це збільшення швидкості з часом не буде збільшуватися до нескінченності, тому що в кристалі завжди маються процеси розсіювання електронів, що прагнуть повернути розподіл електронів по швидкостях K хаотичного. Розсіювання відбувається внаслідок ряду причин: через дефекти ґрат, присутності в ній різних домішок, зіткнень з іншими носіями заряду, порушень періодичності потенціалу ґрати в результаті теплових коливань ґрати (розсіювання на фононах) і т.д. Процеси розсіювання прагнуть повернути електрони в рівноважний стан. Якщо зовнішнє електричне поле постійне, то між цими двома процесами встановлюється динамічна рівновага, настає так називаний стаціонарний стан (рис. 4. ,б). Якщо середній час між двома послідовними зіткненнями дорівнює Δn , то стаціонарний зсув сфери Ферми визначається вираженням (4.), у якому Δt варто замінити на Δn . Параметр Δn характеризує час, протягом якого поле діє на електрон і називається часом релаксації електронів. Отже, у стаціонарному стані кожен електрон має додаткове збільшення швидкості

$$v_{др} = -\frac{eE\tau_n}{m_n^*} \quad (4.27)$$

Це додаткове до хаотичного теплового руху електронів рух під дією електричного поля називається дрейфом електронів. Оцінки швидкості дрейфу електронів у кристалі міді в полях напруженості $E = 10^{-8}$ В/м дають величину $v_{др}$, $v_{др} = 0,3$ м/с. Це набагато порядків нижче швидкості теплового хаотичного руху електронів у відсутності поля ($1,6 \cdot 10^6$ м/с). Тому з додатком полючи середня швидкість електронів у провіднику залишається практично незмінної.

Важливою характеристикою кристала, що визначає величину щільності електричного струму в ньому, є рухливість носіїв заряду (електронів і дірок). Рухливістю називають величину, рівну відношенню швидкості дрейфу електронів або дірок до напруженості електричного поля. Для електронів рухливість

$$u_n = \frac{v_{др}}{E} = \frac{e\tau_n}{m_n^*} \quad (4.28)$$

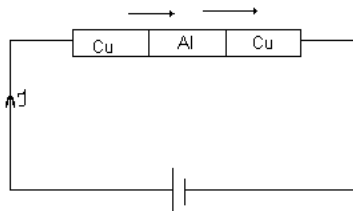
для дірок

$$u_p = \frac{e\tau_p}{m_p^*} \quad (4.29)$$

де τ і m_p^* - час релаксації й ефективна маса дірки відповідно. Таким чином, рухливість - це дрейфова швидкість, придбана носіями заряду в електричному полі одиничної напруженості.

В металах вільними зарядами є електрони, цей факт підтверджено дослідами.

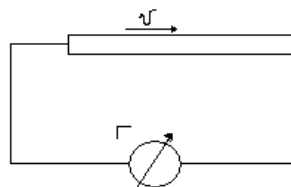
1. Струм пропускався через спай Cu-Al-Cu.



Проникнення Cu в Al і Al в Cu було однаковим.

Висновок: струм зумовлений не іонами, а електронами.

Металевий стержень з'єднують з гальванометром і приводять в рух. Потім різко зупиняють і виникає імпульс струму.



Закон Відельмана – Франца. Електропровідність і теплопровідність металів

В 1853 Відель і Франц. Досліджували теплопровідність і електропровідність металів. Відношення питомої електропровідності до питомої теплопровідності величина стала для всіх металів

$$T=300 \text{ K}$$

$$\frac{X}{\sigma} = CT$$

$$\left(\frac{X}{\sigma}\right) = 6,4 * 10^{-6}$$

$$\left(\frac{X}{\sigma}\right) = 5,8 * 10^{-6}$$

$$\left(\frac{X}{\sigma}\right) = 7,0 * 10^{-6}$$

$$X = \frac{1}{3} p v_{cep.ap} \lambda C_v = \left| p = mn; C_v = \frac{3k}{2m} \right| = \frac{1}{2} m n v_{cep.ap} \lambda \frac{k}{m}$$

$$\frac{X}{\sigma} = \frac{n v_{cep.ap} \lambda k 2 m v_{cep.ap}}{2 q^2 n \lambda} = \frac{2 k m v_{cep.ap}^2}{2 q^2} = \left| \frac{m v_{cep.ap}}{2} = \frac{3}{2} k T \right| = \frac{3 k^2}{q^2} T = CT$$

$$C = \frac{3 k^2}{q^2} \left[\frac{Дж^2}{Кл^2 * К^2} \right]$$

$$C = 2,23 * 10^{-8}$$

ЛЕКЦІЯ 5. ЕЛЕКТРИЧНІ ЯВИЩА В КОМП'ЮТЕРНИХ СИСТЕМАХ. ЗМІННИЙ СТРУМ

Електричні кола однофазного синусоїдного струму

Електричні кола змінного струму. Відмінність розрахунку електричних кіл змінного струму від кіл постійного струму полягає в тому, що математичний апарат для їх досліджень більш громіздкий, адже у відповідних рівняннях, що відповідають математичним моделям електричних кіл, присутні напруги та струми, що змінюються у часі.

Відомо, що найбільш економічною формою змінного струму при виробництві, передачі, розподіленню та використанню електричної енергії є найпростіша форма змінного струму – синусоїдальна.

Електричні кола синусоїдального струму. Для спрощення задач розрахунку електричних кіл синусоїдального струму в електротехніці використовуються графічні методи. На рис. 5.1 продемонстровані два способи зображення синусоїдальної напруги. На рис. 3.1, б синусоїдальна напруга $u(t)=U_m \sin(\omega t + \psi_u)$ зображена за допомогою графіка з початковою фазою ψ_u , амплітудою U_m та кутовою частотою $\omega = 2\pi f = 2\pi / T$, де T – період.

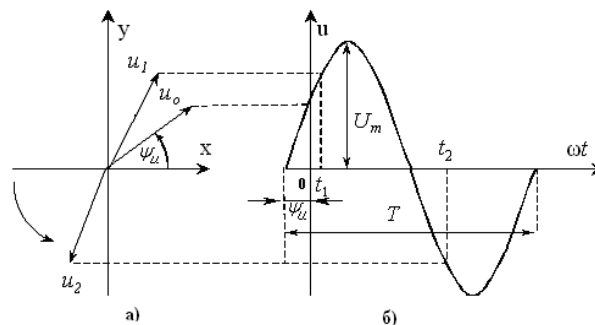


Рисунок 5.1

Значення напруги для заданого моменту часу t називають миттєвим. синусоїдальну напругу подано у вигляді радіус-вектору U_m , який обертається відносно початку координат з кутовою частотою ω проти годинникової стрілки. В момент часу $t=0$ його положення визначається початковим фазовим кутом ψ_u , а в моменти часу t_1, t_2 – відповідно, кутами $(\omega t_1 + \psi_u)$ та $(\omega t_2 + \psi_u)$.

Відповідно до визначення тригонометричної функції синуса, проекція радіус-вектору на вісь u визначається функцією синусу:

$$u(t) = U_m \sin(\omega t + \psi_u).$$

Тобто, будь-якому радіус-вектору, який рівномірно обертається, однозначно відповідає синусоїдна функція. Коли використовується комплексна форма зображень, координатні осі x та y замінюються відповідно на осі комплексної площини: дійсну $-\text{Re}$ (Real) та уявну $-\text{Im}$ (Imaging). При цьому, як відомо, будь-якому вектору \underline{A} , що розміщується на комплексній площині, однозначно відповідає комплексне число, яке може бути записане в алгебраїчній, тригонометричній та показовій (експоненціальній) формах.

Алгебраїчна форма: $\dot{A} = a_1 + ja_2$. Тригонометрична: $\dot{A} = a \cos \alpha + ja \sin \alpha$.

Експоненціальна: $\dot{A} = ae^{j\alpha}$. Перехід від однієї форми зображень до іншої забезпечується наступними формулами:

$$a = \sqrt{a_1^2 + a_2^2};$$

$$\alpha = \arctg\left(\frac{a_2}{a_1}\right);$$

$$a_1 = a \cos \alpha;$$

$$a_2 = a \sin \alpha;$$

$$a_1 = \operatorname{Re}(\dot{A});$$

$$a_2 = \operatorname{Im}(\dot{A}).$$

Якщо $A = 1$, то справедливі співвідношення:

$$e^{j0} = \cos 0 + j \sin 0 = 1;$$

$$e^{j\pi} = \cos \pi + j \sin \pi = -1;$$

$$e^{j\frac{\pi}{2}} = \cos \frac{\pi}{2} + j \sin \frac{\pi}{2} = j;$$

$$e^{j\left(-\frac{\pi}{2}\right)} = \cos \frac{\pi}{2} - j \sin \frac{\pi}{2} = -j.$$

Комплексна форма зображень синусоїдальних напруг та струмів породжує комплексний (символічний) метод розрахунку електричних кіл синусоїдального струму, який значно спрощує їх розрахунки.

Відношення комплексної амплітуди напруги ділянки електричного кола до амплітуди струму цієї ділянки називається її комплексним опором:

$$\underline{Z} = \frac{\dot{U}_m}{\dot{I}_m} = \frac{U_m e^{j\psi_u}}{I_m e^{j\psi_i}} = \frac{U_m}{I_m} e^{j(\psi_u - \psi_i)} = Z e^{j\varphi}$$

де Z – модуль комплексного опору, а $\varphi = \psi_u - \psi_i$ – його аргумент.

Параметри комплексного опору можуть визначатись і діючими значеннями комплексних напруг і струмів, оскільки у практиці використання змінних струмів широко використовується поняття їх діючих значень, які визначаються як середньоквадратичне їх значення за період. Наприклад, діюче значення змінного струму визначається за виразом

$$I = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T i^2(t) dt},$$

а для синусоїдальної форми струму маємо:

$$I = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T I_m^2 \sin^2 \omega t dt} = \frac{I_m}{\sqrt{2}} = 0.707 \cdot I_m.$$

Такі ж співвідношення справедливі і для синусоїдальних напруги та ЕРС.

Закони Ома і Кірхгофа в колах змінного струму. Закон Ома і закони Кірхгофа для миттєвих значень напруг і струмів формулюються однаково і незалежно від того, чи є кола лінійні чи нелінійні, змінюються чи не змінюються в них напруги та струми в часі.

Так, відповідно до першого закону Кірхгофа, алгебраїчна сума миттєвих значень струмів в вузлі електричного кола дорівнює нулю:

$$\sum i_k = 0.$$

У комплексній формі рівняння першого закону Кірхгофа для електричних кіл синусоїдального струму має вигляд:

$$\sum \dot{I}_k = 0.$$

Рівняння другого закону Кірхгофа формулюється так: алгебраїчна сума миттєвих значень напруг, які діють на всіх ділянках у будь-якому контурі електричного кола, дорівнює нулю, тобто:

$$\sum u_k = 0,$$

а його комплексна форма в колах синусоїдального струму має вигляд:

$$\sum \dot{U}_k = 0.$$

З урахуванням закону Ома, другий закон Кірхгофа може бути сформульований так: алгебраїчна (комплексна) сума спаду напруг на активних і реактивних елементах будь-якого контуру дорівнює алгебраїчній (комплексній) сумі ЕРС, які діють в цьому контурі. Правила запису рівнянь залишаються такими, як і для електричних кіл постійного струму.

Активний опір у колі синусоїдального струму. В електричному колі з активним опором при дії синусоїдальної напруги, рис. 5.2

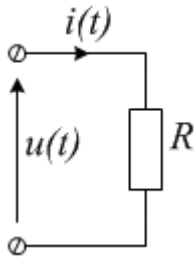


Рисунок 5.2

$$u(t) = U_m \sin(\omega t + \psi_u),$$

у відповідності до закону Ома маємо:

$$i(t) = \frac{u(t)}{R} \sin(\omega t + \psi_u) = I_m \sin(\omega t + \psi_i).$$

Векторна форма зображень напруги і струму електричного кола (в подальшому векторна діаграма) на комплексній площині зображена на рис. 5.3.

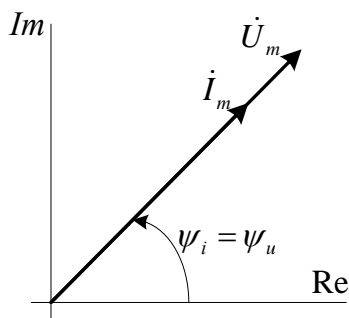


Рисунок 5.3

Вектор напруги $\dot{U}_m = U_m e^{j\psi_u}$ має початковий кут ψ_u . Вектор струму $I_m = I_m e^{j\psi_i}$ співпадає за фазою з вектором напруги, тобто $\psi_i = \psi_u = \psi$, а кут зсуву фаз між напругою та струмом $\phi = \psi_u - \psi_i$.

Миттєва потужність в електричному колі

$$P(t) = u(t)i(t) = UI - UI \cos(2\omega t + 2\Psi)$$

має постійну складову і змінну, що змінюється з подвійною частотою.

Середнє значення потужності за період

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T p(t) dt = \frac{UI}{T} \int_0^T \sin^2(\omega t + \psi) dt = UI$$

називають активною потужністю. Її також можна визначити за виразом: $P = I^2 R = U^2 g$, де $g = 1/R$ – провідність. Одиницею виміру активної потужності є ват [Вт], а енергії за інтервал часу t – ват-секунда [Вт·с], $W = Pt$.

Індуктивність у колі синусоїдального струму. Якщо в електричному колі з ідеальним індуктивним елементом L (рис. 5.4) діє струм $i(t) = I_m \sin \omega t$, то потокозчеплення самоіндукції ψ також матиме синусоїдальну форму:

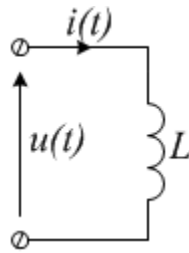


Рисунок 5.4

$$\psi(t) = L i(t) = L I_m \sin \omega t.$$

Зміна потокозчеплення веде до виникнення у котушці ЕРС самоіндукції:

$$e_L = -\frac{d\psi}{dt} = -L \frac{di}{dt} = -L \omega I_m \cos \omega t = E_{mL} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right),$$

яка відстає від струму за фазою на $\pi/2$.

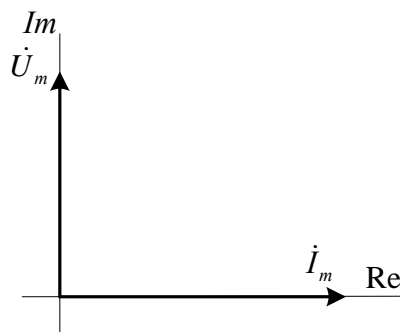


Рисунок 5.5

Дія ЕРС завжди спрямована проти дії напруги u_L , тобто:

$$u_L = -e_L = \frac{d\psi}{dt} = L \frac{di}{dt} = L \omega I_m \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = U_m \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right).$$

Напруга на індуктивності випереджає струм за фазою на кут $\pi/2$, що пояснюється векторною діаграмою, зображеною на рис. 5.5.

З виразу очевидний зв'язок між амплітудними значеннями напруги і струму:

$$U_m = \omega L I_m = X_L I_m.$$

Величина $X_L = \omega L$ називається індуктивним опором.

Комплексна форма запису струмів і напруг встановлює наступні залежності:

для струму $\dot{I}_m = I e^{j0}$;

для напруги, відповідно, для амплітудних і діючих значень:

$$\dot{U}_m = U_m e^{j\frac{\pi}{2}} = X_L I_m e^{j\frac{\pi}{2}} = j X_L I_m e^{j0} = j X_L \dot{I}_m, \quad \dot{U} = j X_L \dot{I}.$$

Таким чином комплексний опір індуктивності $\underline{Z} = jX_L$ є уявне число з модулем X_L .

Миттєве значення потужності в індуктивності

$$p(t) = u(t) i(t) = U_m \sin \omega t I_m \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = UI \sin 2\omega t$$

є періодична функція, що змінюється з подвійною частотою. Між джерелом живлення та індуктивністю має місце обмін енергією з подвійною частотою. Активна потужність за період дорівнює

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T UI \sin 2\omega t dt = 0,$$

що говорить про те, що у колі з індуктивністю робота не виконується.

У той же час, інтенсивність обміну енергією між джерелом і магнітним полем індуктивності характеризується амплітудним значенням миттєвої потужності, яка називається реактивною потужністю:

$$Q_L = UI = X_L I^2.$$

Розмірність реактивної потужності – вольт-ампер реактивний [вар].

Конденсатор у колі синусоїдального струму. Коли до джерела змінної напруги $u(t) = U_m \sin \omega t$

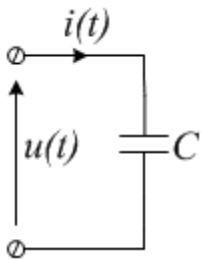


Рисунок 5.6

приєднаний конденсатор (рис. 5.6), то зміна напруги $u(t)$, що прикладається до його обкладок, приводить до перерозподілу заряду $q(t) = C u(t)$ і, як результат, у колі з'являється струм:

$$i(t) = \frac{dq}{dt} = C \frac{du}{dt} = I_m \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right),$$

де $I_m = \omega C U_m$. Струм у колі випереджає напругу на $\pi/2$. Величина $X_C = 1/\omega C$ називається ємнісним опором, а закон Ома для кола з ємністю записується у вигляді:

$$U_m = X_C I_m \quad \text{або} \quad U = X_C I.$$

Комплексна форма запису закону Ома може бути визначена, якщо виходити з того, що

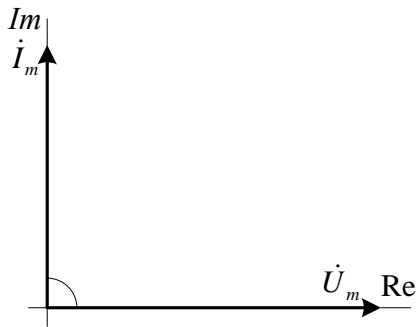


Рисунок 5.7

$$\dot{U}_m = U_m e^{j0}; \dot{i}_m = I_m e^{j\frac{\pi}{2}};$$

$$\underline{Z} = \frac{\dot{U}_m}{\dot{i}_m} = \frac{U_m e^{j0}}{I_m e^{j\frac{\pi}{2}}} = X_C e^{-j\frac{\pi}{2}} = -j X_C$$

Таким чином, маємо:

$$\dot{U}_m = -j X_C \dot{i}_m \text{ або } \dot{U} = -j X_C \dot{i}.$$

Векторна діаграма (рис. 5.7) відображає фазові співвідношення між струмом через конденсатор і напругою на його обкладинках. Комплексний опір конденсатора є від'ємним уявним числом з модулем

$$X_C = 1/\omega C.$$

Миттєва потужність у колі:

$$p(t) = u(t) i(t) = UI \sin 2\omega t,$$

тобто має місце обмін енергією між джерелом живлення та конденсатором. Інтенсивність обміну енергією між ними характеризується амплітудним значенням миттєвої потужності, яка називається реактивною потужністю

$$Q_c = UI = X_C I^2.$$

Реактивна потужність вимірюється у вольт-амперах реактивних.

Середня, або активна потужність в колі

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T p(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^T UI \sin 2\omega t dt = 0$$

Коло з послідовним з'єднанням R, L і C елементів. Нехай електричне коло, що на рис. 5.1, живиться від ідеального джерела напруги синусоїдального струму

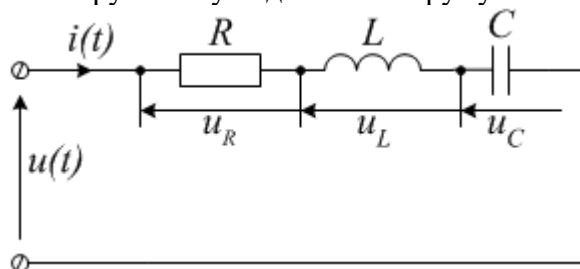


Рисунок 5.8

$$u(t) = U_m \sin(\omega t + \psi_i)$$

У відповідності до другого закону Кірхгофа, для миттєвих значень напруг, маємо:

$$u = u_R + u_L + u_C$$

Враховуючи лінійність елементів схеми струм в колі, напруги на елементах кола u_R , u_L і u_C також змінюватимуться за синусоїдальним законом. Це дає можливість використати комплексну форму запису рівняння відповідно до другого закону Кірхгофа, тобто:

$$\dot{U} = \dot{U}_R + \dot{U}_L + \dot{U}_C$$

Враховуючи, що струм кожного з елементів один і той же, можемо записати:

$$\dot{U}_R = \dot{I} R, \quad \dot{U}_L = j\omega L \dot{I}, \quad \dot{U}_C = -\frac{1}{j\omega C} \dot{I}$$

або

$$\dot{U}_R = \dot{I} R, \quad \dot{U}_L = j X_L \dot{I}, \quad \dot{U}_C = -j X_C \dot{I}$$

Це дає можливість рівняння кола записати у вигляді:

$$\dot{U} = \dot{I} (R + j X_L - j X_C) = \dot{I} \underline{Z}$$

Величина $\underline{Z} = R + j(X_L - X_C)$ є еквівалентним комплексним опором кола і визначається як алгебраїчна сума комплексних опорів, що утворюють коло. Уявна складова $X_L - X_C = X$ називається реактивним опором, який в залежності від величини X_L і X_C може носити і коло в цілому індуктивний ($X_L > X_C$), ємнісний ($X_C > X_L$) і активний характер (опір в цьому випадку має нульове значення ($X_L = X_C$)).

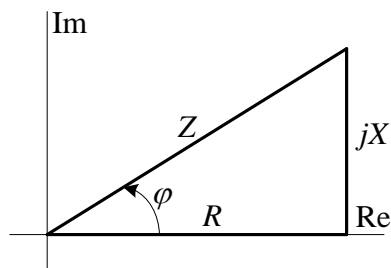


Рисунок 5.9

На комплексній площині комплексний опір можна подати як вектор, що замикає геометричну суму його складових, рис. 5.9). Побудований таким чином трикутник називається трикутником опорів. З трикутника опорів витікають наступні співвідношення:

$$Z = \sqrt{R^2 + X^2}, \quad R = Z \cos \varphi, \quad X = Z \sin \varphi$$

$$\varphi = \arctg\left(\frac{X}{R}\right)$$

Модуль комплексного опору Z називають повним опором кола, а аргумент комплексного опору φ кутом зсуву між напругою джерела та струмом і він дорівнює різниці початкових фаз напруги і струму, тобто $\varphi = \psi_u - \psi_i$.

На рис. 5.10 подані векторні діаграми напруг за початковою фазою струму $\psi_i = 0$ для трьох випадків: $X_L > X_C$ ($\varphi > 0$, рис. 5.10, а); $X_L < X_C$ ($\varphi < 0$, рис. 5.10, б); $X_L = X_C$ ($\varphi = 0$, рис. 5.10, в). На векторних діаграмах $\dot{U}_p = i j(X_L - X_C)$ називається реактивною складовою напруги, а $U_a = U_R = IR$ її активною складовою.

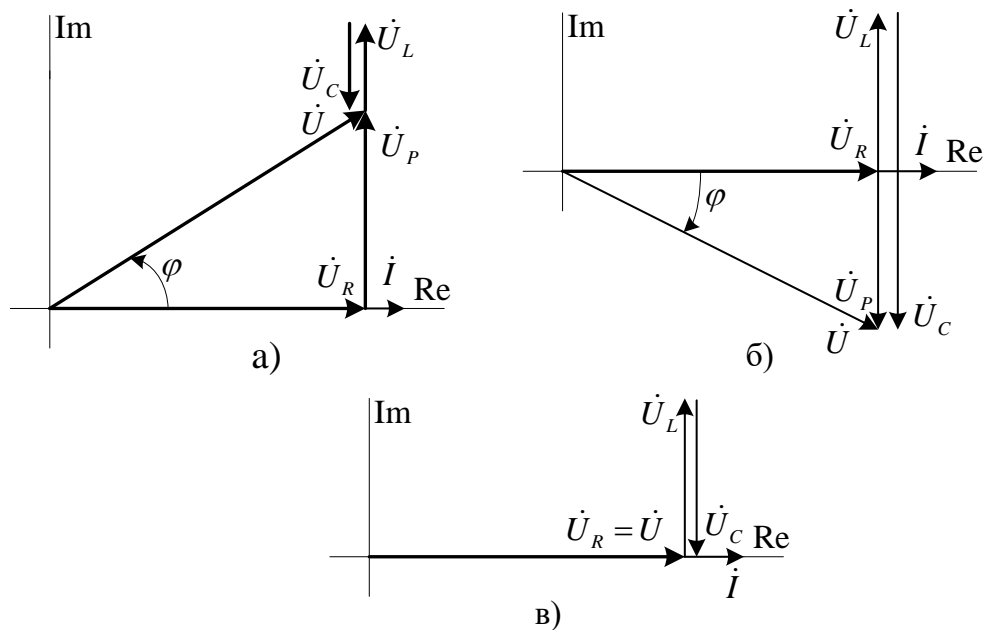


Рисунок 5.10

Векторна сума цих складових є напруга джерела, а з утвореного трикутника напруг цих складових, випливають наступні співвідношення:

$$U = \sqrt{U_a^2 + U_p^2};$$

$$\varphi = \arctg \frac{U_p}{U_a}$$

$$U_a = U \cos \varphi; U_p = U \sin \varphi.$$

За умови $X_L = X_C$ маємо особливий режим, коли спади напруг на індуктивності і ємності дорівнюють один одному і взаємно компенсуються. Такий режим називається резонансом напруг. В цьому випадку, незважаючи на наявність у колі реактивних елементів, від джерела не споживається реактивний струм. В випадку коли $R \ll X_L = X_C$ напруги на індуктивностях і ємностях будуть значно більшими за напругу джерела. Через це в енергетичних установках не застосовують

послідовного з'єднання ємностей з індуктивностями з метою збільшення коефіцієнта потужності (про коефіцієнт потужності мова йтиме нижче), оскільки зміна величини ємності або індуктивності з експлуатаційних причин може привести до виникнення резонансу напруг.

Коло з паралельним з'єднанням R, L і C елементів. Для електричного кола, схема якого наведена на рис. 5.11, з джерелом напруги

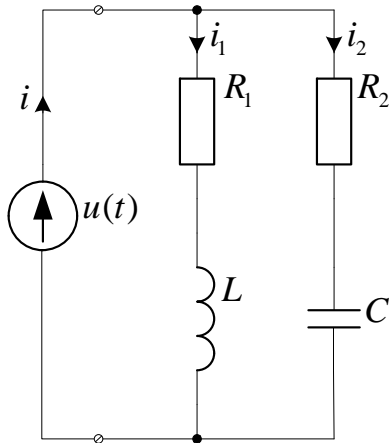


Рисунок 5.11

$$u(t) = U_m \sin(\omega t + \frac{\pi}{2})$$

рівняння першого закону Кірхгофа в комплексній формі має вигляд:

$$\dot{i} = \dot{i}_1 + \dot{i}_2, \text{ де:}$$

$$\dot{i}_1 = \frac{\dot{U}}{\underline{Z}_1} = \frac{\dot{U}}{R_1 + jX_L}$$

$$\dot{i}_2 = \frac{\dot{U}}{\underline{Z}_2} = \frac{\dot{U}}{R_2 - jX_C}$$

$$\text{Тоді } \dot{i} = \dot{i}_1 + \dot{i}_2 = \dot{U}(\underline{Z}_1^{-1} + \underline{Z}_2^{-1})$$

Наведені вище рівняння набудуть вигляду:

$$\dot{i}_1 = \dot{U} \cdot \underline{Y}_1; \quad \dot{i}_2 = \dot{U} \cdot \underline{Y}_2; \quad \dot{i} = \dot{i}_1 + \dot{i}_2 = \dot{U} \cdot (\underline{Y}_1 + \underline{Y}_2) = \dot{U} \cdot \underline{Y}$$

Введений параметр електричного кола \underline{Y} називають комплексною провідністю $\underline{Y} = \underline{Z}^{-1}$. Він

має активну g і реактивну b складові, тобто

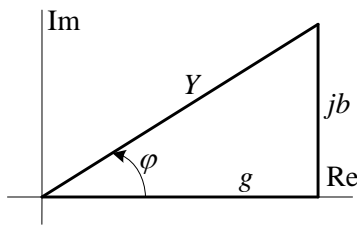


Рисунок 12.

$$Y = g + jb.$$

Уявна складова $b = b_L - b_C$ називається реактивною провідністю, яка в залежності від величини b_L і b_C може носити індуктивний ($b_L > b_C$), ємнісний ($b_L < b_C$) характер або мати нульове значення ($b_L = b_C$).

На комплексній площині комплексну провідність можна подати як вектор, що замикає геометричну суму його складових (рис. 5.12), а побудований таким чином трикутник, називається трикутником провідностей.

З трикутника провідностей витікають наступні співвідношення:

$$Y = \sqrt{g^2 + b^2} \quad g = Y \cos \varphi; \quad b = Y \sin \varphi.$$

$$\varphi = \arctg \frac{b}{g}$$

Дуже важливо мати на увазі, що взаємно оберненими величинами є тільки повний опір і повна провідність:

$$Z = \frac{1}{Y} \quad Y = \frac{1}{Z}$$

окремих випадках, коли вся гілка має тільки активні опори. Реактивні провідності можуть бути оберненими реактивним опорам тоді, коли в колі є тільки реактивні опори одного виду (X_L або X_C).

Після визначення комплексних значень струмів \dot{i}_1 та \dot{i}_2 , зобразимо їх у комплексній площині відносно напруги $\dot{U} = U \cdot e^{j\frac{\pi}{2}}$, рис. 5.13, а. Струм \dot{i}_1 відстає від напруги на кут $\varphi_1 = \arctg X_L/R_1$, а

струм \dot{i}_2 випереджає напругу на кут $\varphi_2 = \arctg X_C/R_2$. Відповідно, струм \dot{i} нерозгалуженої частини

визначатиметься як геометрична сума: $\dot{i} = \dot{i}_1 + \dot{i}_2$. Кожен із струмів, враховуючи наявність

активних опорів, має активну складову (I_{a1}, I_{a2}), що збігається з напрямком вектора напруги та реактивну ($\dot{i}_{p1}, \dot{i}_{p2}$) яка, відповідно до характеру реактивності, випереджає вектор напруги на

(складова \dot{i}_{p2}) або відстає на такий самий кут (\dot{i}_{p1}), а їх алгебраїчні суми є активною (I_a) та

реактивною (I_p) складовими вектору струму в нерозгалуженій частині кола (I). З утвореного таким чином трикутника струмів витікають наступні співвідношення:

$$I = \sqrt{I_a^2 + I_p^2};$$

$$\varphi = \arctg \frac{I_p}{I_a}$$

$$I_a = I \cos \varphi; I_p = I \sin \varphi.$$

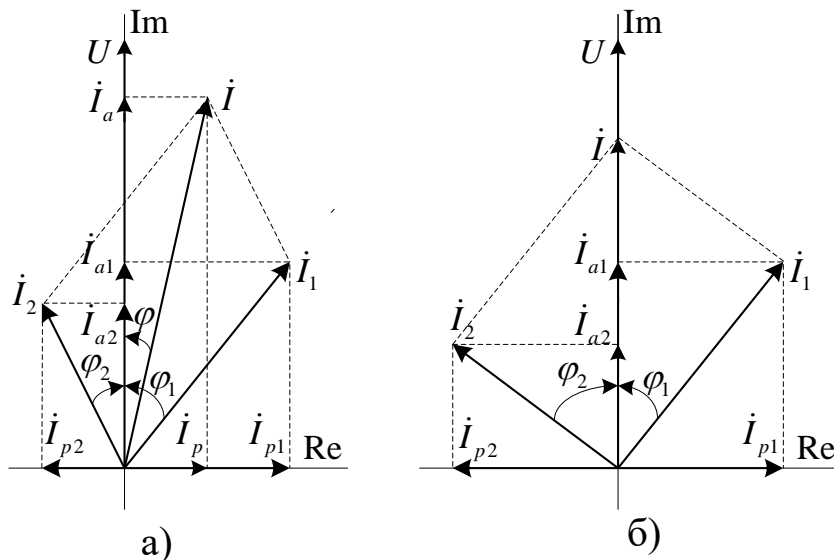


Рисунок 5.13

рис. 5.13, б зображена векторна діаграма за умови, що $b_L = b_C$. В гілках з індуктивністю і ємністю струми дорівнюють один одному і зворотні за фазою, тому компенсуються. В колі має місце режим, який називається резонансом струмів. В нерозгалуженій частині кола реактивні струми відсутні і цю властивість використовують для поліпшення коефіцієнту потужності $\cos \varphi$ електричних установок з допомогою паралельного приєднання ємностей до індуктивних споживачів.

Розглянемо більш загальний випадок. Нехай електричне коло з послідовним з'єднанням R, L і C елементів (рис. 5.14) має активно – індуктивний характер, тобто $X_L > X_C$. Напряга і струм в такому випадку зсунені за фазою на кут φ :

$$u = U_m \sin \omega t, \quad i = I_m \sin(\omega t - \varphi).$$

Зображення потужності в комплексній формі буде мати вигляд:

$$\tilde{S} = \dot{U} \dot{I}^* = U e^{j\psi_u} \cdot I e^{-j\psi_i} = UI e^{j(\psi_u - \psi_i)} = UI e^{j\varphi},$$

де \dot{I}^* – струм, комплексно спряжений струму \dot{I} (якщо $\dot{I} = I e^{j\psi_i}$, то комплексно сполучений струм $\dot{I}^* = I e^{-j\psi_i}$).

Таким чином комплексна потужність в тригонометричній та алгебраїчній формах буде:

$$\tilde{S} = UI \cos \varphi + j UI \sin \varphi = P + jQ.$$

Дійсну складову комплексної потужності $\operatorname{Re}[\tilde{S}] = P = UI \cos \varphi$ називають активною потужністю, а уявну складову $\operatorname{Im}[\tilde{S}] = Q = UI \sin \varphi$ реактивною потужністю.

Відзначимо, що середнє значення миттєвої потужності

$$p = ui = U \sin \omega t I \sin(\omega t - \varphi) = UI \cos \varphi - UI \cos(2\omega t - \varphi)$$

$$P_{CP} = \frac{1}{T} \int_0^T u \cdot i dt = \frac{1}{T} \int_0^T p dt = UI \cos \varphi$$

співпадає зі значенням активної потужності.

Електротехнічні пристрої розробляють для роботи за визначеними напругами та струмом. Тому їх характеризують не активною потужністю, що залежить від кута зсуву фаз φ між напругою і струмом, а повною потужністю $S = UI$.

Розмірності потужностей: повної – вольт-ампер (В А), активної – ват (Вт), реактивної – вольт-ампер реактивний (Вар).

Відношення активної потужності до повної, що дорівнює косинусу кута зсуву фаз між напругою і струмом, називається коефіцієнтом потужності:

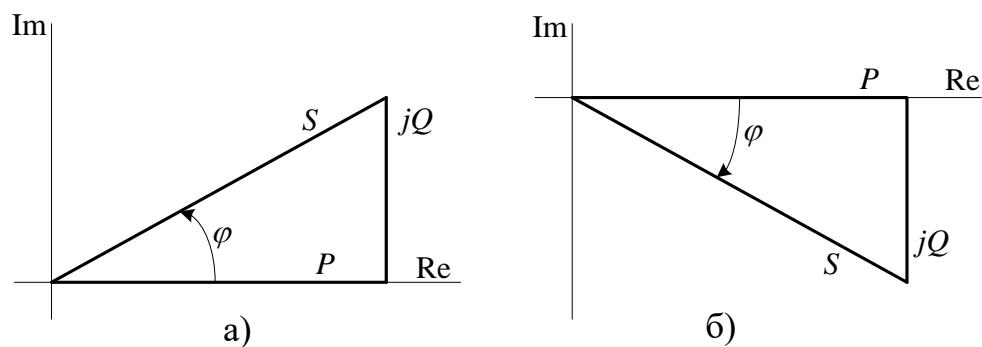
$$\frac{P}{S} = \frac{UI \cos \varphi}{UI} = \cos \varphi$$

Для кращого використання електротехнічної енергії бажано мати споживачі з більш високим коефіцієнтом потужності. Високий коефіцієнт потужності бажаний також для зменшення втрат в лініях електропередач. За даною активною потужністю споживача струм у лінії тим менше, чим більше значення $\cos \varphi$:

$$I = P / U \cos \varphi.$$

Активна, реактивна та повна потужності мають наступні взаємозв'язки:

$$P = S \cos \varphi; \quad Q = S \sin \varphi; \quad S = P \pm jQ; \quad S = \sqrt{P^2 + Q^2}.$$



Ба

Рисунок 5.14

Для потужностей, як і для опорів та напруг, можна побудувати трикутники потужностей (рис. 5.15, а – для споживача з активно – індуктивним характером навантаження і рис. 5.15, б – для споживача з активно – ємнісним характером навантаження).

Баланс потужностей у колах синусоїдального струму, як і у колах постійного струму, витікає із закону збереження енергії: алгебраїчна сума комплексних потужностей всіх джерел дорівнює

алгебраїчній сумі комплексних потужностей всіх споживачів, що рівнозначно виконанню балансу активних і реактивних потужностей:

$$\sum P_{дж} = \sum P_{сп} ; \quad \sum Q_{дж} = \sum Q_{сп} ,$$

де $P_{дж}$, $Q_{дж}$, $P_{сп}$, $Q_{сп}$ – відповідно активні і реактивні потужності джерел і споживачів.

При наявності в схемі індуктивних і ємнісних елементів суму реактивних потужностей споживачів слід обчислювати алгебраїчно: споживана потужність індуктивними елементами вважається позитивною, а ємнісними – негативною.

Розгалужені електричні кола. Розрахунок розгалужених електричних кіл синусоїдального струму з одним джерелом ЕРС виконується комплексним методом подібно до розрахунку кіл постійного струму. Приведемо приклад розрахунку такого електричного кола.

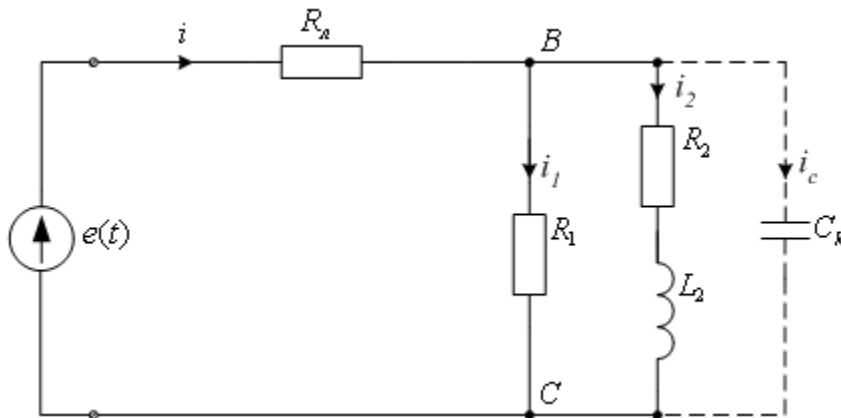


Рисунок 5.15

Лекція 6

ЕЛЕКТРИЧНІ ЯВИЩА В КОМП'ЮТЕРНИХ СИСТЕМАХ. НАПІВПРОВІДНИКИ, ДІЕЛЕКТРИКИ

Основні властивості напівпровідникових матеріалів

До напівпровідників належить велика група речовин з електронною електропровідністю, що за своєю питомою провідністю займає проміжне місце між провідниками й діелектриками. При кімнатній температурі питомий опір напівпровідникових матеріалів перебуває в межах $10^{-6} - 10^9$ Ом·см. Напівпровідники змінюють свої властивості під впливом зовнішніх факторів (температури, електричних і магнітних полів і т.д.). Крім того, властивості напівпровідників істотно залежать від різного роду домішок, що існують в речовині. При нагріванні напівпровідників у досить широкому діапазоні температур спостерігається зменшення опору. Залежно від ступеня чистоти напівпровідники розділяють на власні й домішкові. Власний – це такий напівпровідник, в якому при даній температурі можна знехтувати впливом домішок. Відповідно до зонної теорії напівпровідник при температурі абсолютного нуля можна розглядати як ідеальний діелектрик, у якого валентна зона повністю заповнена, а зона провідності вільна. Процес електропровідності повністю відсутній у зв'язку з наявністю забороненої зони. При підвищенні температури зростає ймовірність того, що деякі електрони зможуть подолати потенційний бар'єр і перейти в зону провідності. Кожний перехід електрона в зону провідності супроводжується утворенням дірки у валентній зоні. Наявність дірок у валентній зоні дозволяє електронам брати участь у процесі електропровідності в результаті переходів на більш високі енергетичні рівні. Такі переходи можна подати як рух дірок, що мають позитивний заряд і деяку ефективну масу. Одночасно з генерацією в напівпровіднику протікає процес рекомбінації, тобто повернення електрона у валентну зону й зникнення пари носіїв заряду. У результаті цих процесів у напівпровіднику встановлюється рівноважна концентрація електронів n_0 і дірок p_0 при будь-якій температурі. У власних напівпровідниках рівноважні концентрації електронів n_i і дірок p_i рівні між собою:

$$n_i = p_i; n_i + p_i = 2n_i .$$

Домішковим називають напівпровідник, електрофізичні властивості якого визначаються в основному домішками. Як правило, домішки створюють додаткові рівні в забороненій зоні. Коли домішкові атоми перебувають у вузлах кристалічних решіток, вони називаються домішками заміщення, а якщо в межвузловому просторі - домішками впровадження. Домішки можуть поставляти електрони в зону провідності напівпровідника або приймати їх з рівнів валентної зони. Коли домішкові рівні розташовані в забороненій зоні поблизу нижнього краю зони провідності, то під впливом зовнішніх факторів електрони з домішкових рівнів можуть переходити у вільну зону й брати участь у процесі електропровідності. При цьому витрачається значно менше енергії, ніж необхідно для іонізації власних атомів напівпровідника. Домішки, які поставляють електрони в зону провідності напівпровідника, називаються донорами. У таких матеріалах концентрація електронів перевищує концентрацію дірок, тому вони називаються напівпровідниками n-типу. У ряді випадків введення домішок створює незаповнені рівні в забороненій зоні поблизу верхньої межі валентної зони. Електрони можуть із валентної зони під дією теплової енергії перейти на вільні домішкові рівні, але участі в процесі електропровідності вони не беруть у зв'язку з роз'єднаністю атомів домішок. Концентрація дірок у таких напівпровідниках вище концентрації електронів, тому вони називаються напівпровідниками p-типу. Домішки, які захоплюють електрони з валентної зони, одержали назву акцепторів. У напівпровідниках можуть одночасно перебувати як донорна, так і акцепторна домішки. Такі напівпровідники називають компенсованими.

У власному напівпровіднику носіями зарядів є вільні електрони й дірки, концентрації яких однакові. Густина електронної складової струму, що протікає в напівпровіднику під впливом зовнішнього електричного поля визначається за формулою

$$j = qn_e v_d,$$

де q – заряд електрона ($1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл); n_e – концентрація електронів у зоні провідності, m^{-3} ; v_n - середня швидкість упорядкованого руху електронів (дрейфова швидкість). За законом Ома:

$$j = \sigma E,$$

де σ - питома електропровідність напівпровідника, обумовлена електронами, См/м, μ - коефіцієнт пропорційності, який називають рухливістю носія заряду, $m^2/V \cdot s$. Аналогічно визначаємо складову густину струму, обумовлену дірочною електропровідністю. Сумарна густина струму через власний напівпровідник

$$j = j_n + j_p = (q \cdot n_e \cdot \mu_e + q \cdot n_p \cdot \mu_p)E.$$

Питома електрична провідність власного напівпровідника визначається за формулою:

$$\sigma_i = \sigma_n + \sigma_p = q \cdot n_i (\mu_n + \mu_p),$$

де n_n і n_p – концентрація основних носіїв заряду електронів і дірок відповідно. Для власного напівпровідника електропровідність залежить від температури:

$$\sigma_i = \sigma_0 e^{-\Delta E / (kT)},$$

де ΔE - ширина забороненої зони; k – стала Больцмана; T - абсолютна температура; σ_0 - множник, що не залежить від температури й виражає провідність, коли всі валентні електрони перейшли в зону провідності. Прологарифмувавши вираз, одержимо:

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{\Delta E}{k} \frac{1}{T}.$$

Ця залежність у напівлогарифмічному масштабі показана на рис. 6.1.

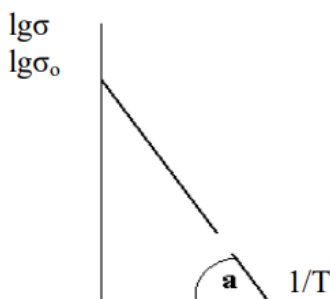


Рисунок 6.1 – Залежність електропровідності від температури для власного напівпровідника.

На рис.6.2 показана температурна залежність електропровідності для напівпровідників з різною концентрацією домішки.

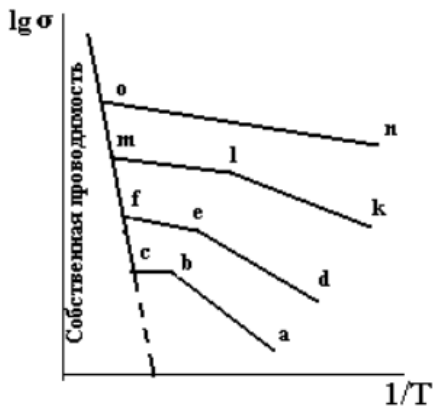


Рисунок 6.2 – Залежність електропровідності від температури для напівпровідника з різною концентрацією домішок.

При підвищенні температур спостерігається зростання питомої провідності, що пояснюється збільшенням концентрації вільних носіїв заряду в результаті іонізації домішки (ділянки ab, de, kl). Зі збільшенням концентрації домішки енергія іонізації зменшується і відповідно зменшується нахил кривих до осі абсцис. При подальшому підвищенні температури настає виснаження домішки - повна її іонізація. У цих умовах концентрація вільних носіїв практично від температури не залежить, і температурна залежність питомої провідності напівпровідника визначається залежністю рухливості носіїв заряду від температури. Різке збільшення питомої провідності при подальшому підвищенні температури відповідає області власної електропровідності. Напівпровідники, застосовувані на практиці, можуть мати кілька видів домішок з різною енергією іонізації, тому температурні залежності їхньої електропровідності будуть дещо відрізнятися від наведених на рис.6.2. Особливістю напівпровідників є залежність рухливості носіїв зарядів від напруженості поля, причому вона може як збільшуватися, так і зменшуватися залежно від температури навколишнього середовища. У сильному електричному полі можливий перехід електрона з валентної зони й домішкових рівнів у зону провідності без зміни енергії шляхом так званого тунельного просочування електрона через заборонену зону. Такий механізм збільшення концентрації вільних носіїв під дією сильного електричного поля називається електростатичною іонізацією. Виникає вона при напруженостях поля порядку 10^8 В/м. Коли вільний електрон під дією зовнішнього електричного поля здобуває енергію, достатню для переходу електрона з валентної зони в зону провідності, може виникнути ударна іонізація. На рис.6.3 наведена залежність питомої провідності від напруженості поля.

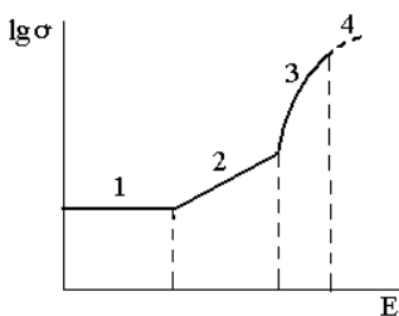


Рисунок 6.3 – Залежність провідності напівпровідника від напруженості зовнішнього електричного поля

На ділянці 1 виконується лінійна залежність закону Ома, на ділянці 2 має місце термоелектронна іонізація, на ділянці 3 може виникати електростатична й ударна іонізація, а на ділянці 4 виникає пробій напівпровідника.

Електронно - дірковий перехід (р-n перехід)

Електричний перехід між двома областями напівпровідника, одна з яких має електропровідність р - типу, а інша - n-типу, називають електронно - дірковим переходом або р-n - переходом. Такі переходи одержують шляхом введення в напівпровідник донорної і акцепторної домішок таким чином, щоб одна частина напівпровідника мала електронну, а інша - діркову електропровідність. Допустимо, що n- і р-напівпровідники стикаються один з одним (рис. 6.4).

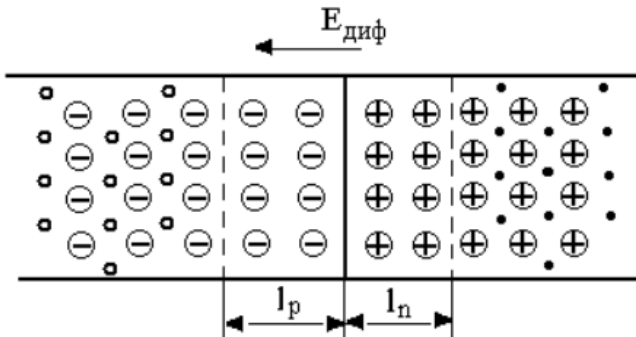


Рисунок 6.4 – Розподіл носіїв заряду в областях напівпровідника при відсутності зовнішнього електричного поля.

Оскільки в n-напівпровіднику міститься велика кількість електронів, а в р -напівпровіднику – дірок, то між ними почнеться обмін носіями зарядів. У результаті цього в приконтатній області напівпровідника n-типу утворюється некомпенсований позитивний заряд іонів донорної домішки, а в напівпровіднику р – типу виникає негативний заряд іонів акцепторної домішки. Область розподілу напівпровідників n- і р- типу виявиться збідненою вільними носіями заряду й, незважаючи на малу ширину ($h \approx 10^{-6} - 10^{-8}$ м), буде володіти більшим опором, який значно перевищує опір іншої частини напівпровідників. Наявність негативного і позитивного об'ємного зарядів приводить до утворення електричного поля, що перешкоджає подальшому дифузійному потоку носіїв заряду. Якщо до р-області прикласти позитивний полюс джерела живлення, а до n-області - негативний, то зовнішнє електричне поле буде спрямоване зустрічно електричному полю, обумовленому об'ємними зарядами (рис. 6.5). Основні носії заряду в р- і n- напівпровідниках, які мають найбільшу енергію, одержують можливість проникнути через збіднений шар в області, де вони рекомбінуються. При такій полярності зовнішньої напруги електронно - дірочний перехід буде «відкритий» і через нього протікатиме прямий струм.

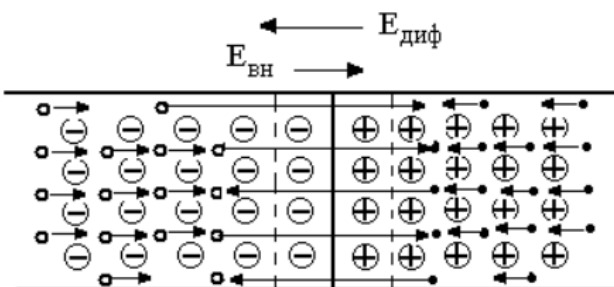


Рисунок 6.5 – Розподіл носіїв заряду в областях напівпровідника, коли зовнішнє електричне поле спрямоване зустрічно дифузійному.

При зміні полярності зовнішньої напруги електричне поле об'ємних зарядів і зовнішнє поле будуть збігатися за напрямком. У результаті дії сумарного електричного поля основні носії починають рухатися від переходу й перетнути перехід зможуть тільки неосновні носії (рис.6.6).

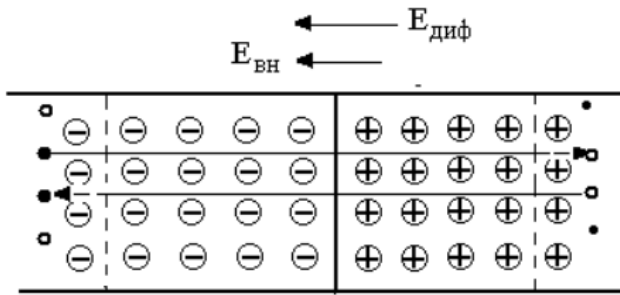


Рисунок 6.6 – Розподіл носіїв заряду в областях напівпровідника, коли зовнішнє електричне поле збігається за напрямком з дифузійним.

Оскільки кількість неосновних носіїв у багато разів менше основних, то й струм, викликаний ними, буде менше, ніж струм, що з'являється при прямому включенні. При такому включенні електронно - дірковий перехід «закритий» і через нього протікає тільки малий зворотний струм неосновних носіїв заряду. Вольт - амперна характеристика р-п переходу наведена на рис. 6.7. Для опису цієї залежності використовується вираз

$$I = I_s (e^{qU/kT} - 1),$$

де I_s - струм насичення (при зворотному включенні р-п переходу цей струм дорівнює зворотному струму); U – прикладена напруга; $q/k \approx 40 \text{ В}^{-1}$ при кімнатній температурі.

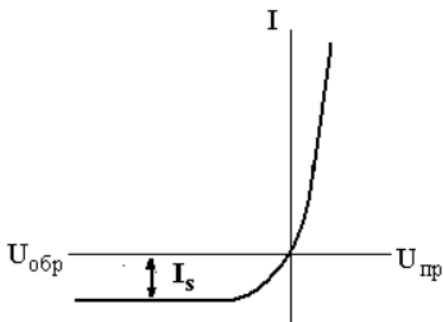


Рисунок 6.7 – Вольт - амперна характеристика р-п переходу.

Термоелектрорушійна сила

У разі з'єднання двох різних металів (або напівпровідників) між ними виникає контактна різниця потенціалів, зумовлена різницею значень роботи виходу електронів і значень концентрації вільних електронів дотичних металів. У 1821 р. Зеєбек установив: в замкненому електричному колі, що складається з різнорідних провідників, виникає електрорушійна сила, якщо в місцях контактів підтримувати різні температури. Це явище дістало назву явища Зеєбека, а вказана електрорушійна сила – термо-ЕРС. У найпростішому випадку, коли електричне коло складається з двох різних провідників, воно називається термоелементом або термопарою. Термо-ЕРС залежить тільки від температури гарячого T_1 , холодного T_2 спайв (контактів), а також від природи матеріалів (провідників або напівпровідників), що утворюють термопару. У невеликому інтервалі температур

термо-ЕРС можна вважати пропорційною різниці температур $\Delta T = T_1 - T_2$ і деякому коефіцієнту α , який називається коефіцієнтом термо-ЕРС або чутливістю термопар:

$$U = \alpha T. \quad (6.1)$$

Коефіцієнт термо-ЕРС α залежить від роду обох матеріалів і від інтервалу температур, в якому досліджується або використовується термопара. Порядок величини коефіцієнта α для металів і сплавів знаходиться в інтервалі $10^{-4} - 10^{-1}$ мВ/К. Поява в колі термопарі струму при створенні градієнта температур між спаями означає, що в колі виникають сторонні сили, які діють на носії струму. Ці сторонні сили виникають у місцях спаїв термопарі, тому ЕРС термопарі є різницею ЕРС у гарячому й холодному контактах:

$$U = U(T_1) - U(T_2). \quad (6.2)$$

З'ясуємо фізичну природу виникнення термо-ЕРС у спаях термопарі. Термо-ЕРС обумовлена, в основному, двома причинами. На межі між двома різними металами виникає різниця потенціалів, яка називається внутрішньою контактною різницею потенціалів. Її виникнення можна пояснити, скориставшись моделлю вільних електронів. Розглянемо два різних метали 1 і 2 (рис.6.8), що знаходяться в контакті за однакової температури, тобто розглянемо один спай термопарі. Через те, що концентрація електронів у металах різна, виникає, переважно, дифузний потік електронів у напрямі до металу з меншою концентрацією електронів. Припустимо, що концентрація електронів у металі 1 більша, ніж у металі 2. Тоді, внаслідок дифузії, метал 2 зарядиться негативно. Електрони, що перейшли у метал 2, будуть локалізовані біля контакту, оскільки вони утримуються некомпенсованим позитивним зарядом металу 1. Внаслідок цього у місці контакту утвориться подвійний електричний шар (рис. 6.8.a).

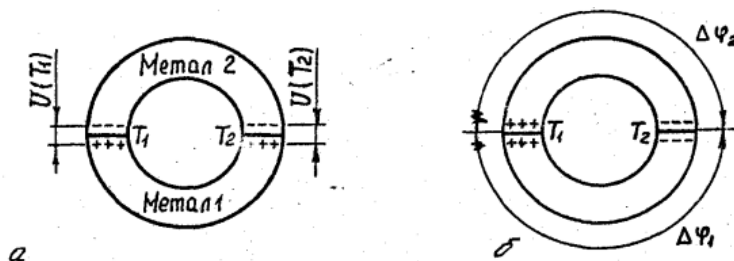


Рисунок 6.8.

Електричне поле подвійного електричного шару спрямоване так, що перешкоджає подальшій дифузії електронів із першого металу в другий. Дифузія припиняється при деякому значенні різниці потенціалів U між металами. Ця різниця відповідає стану рівноваги між металами і є внутрішньою контактною різницею потенціалів. Контактна різниця потенціалів зосереджена в

дуже тонкому приграничному шарі. Для даної пари металів внутрішня контактна різниця потенціалів залежить від температури контакту T :

$$U = U(T).$$

У термопарі виникають дві контактні різниці потенціалів: на гарячому кінці $U(T_1)$ і на холодному $U(T_2)$. Якщо вибрати напрям обходу кола термопарі за годинниковою стрілкою як додатний, то повний приріст потенціалу на спаях

$$U_{\text{конт}} = U(T_2) - U(T_1).$$

Ця величина називається контактною складовою термо-ЕРС. Отже, наявність контактної складової термо-ЕРС зумовлена температурною залежністю контактної різниці потенціалів.

Якщо існує перепад температур уздовж провідника, то електрони на гарячому кінці мають вищі швидкості й енергії, ніж на холодному. Внаслідок цього виникає потік електронів від гарячого кінця до холодного, і на холодному кінці збирається додатковий негативний заряд, а на гарячому – залишається некомпенсований позитивний. Цей процес накопичення заряду триватиме доти, доки різниця потенціалів $\Delta\varphi$, що виникає при цьому, не стане на перешкоді подальшому стоку, внаслідок чого у провіднику встановиться стаціонарний стан. Різниця потенціалів $\Delta\varphi$ між кінцями провідника буде пропорційною різниці температур:

$$\Delta\varphi = \beta(T_1 - T_2),$$

де β – коефіцієнт пропорційності, який залежить від роду провідника. У термопарі є два метали, в кожному з них є градієнт температур i , отже, виникають дві різниці потенціалів: $\Delta\varphi_1$ та $\Delta\varphi_2$. Ці різниці потенціалів дорівнюють

$$\Delta\varphi_1 = \beta_1(T_1 - T_2); \quad \Delta\varphi_2 = \beta_2(T_1 - T_2).$$

Повний приріст потенціалу всередині провідника при обході контуру термопарі за годинниковою стрілкою (раніше цей напрям було вибрано як додатний) становитиме

$$E_{\text{об}} = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 = \beta'(T_1 - T_2), \text{ де } \beta' = \beta_2 - \beta_1.$$

Величина $E_{\text{об}}$ називається об'ємною складовою термо-ЕРС. Повна ЕРС термопарі є алгебраїчною сумою контактної та об'ємної складових:

$$E = E_{\text{конт}} + E_{\text{об}} = U(T_2) - U(T_1) + \beta'(T_1 - T_2).$$

Цей вираз можна подати ще й так:

$$E = (\beta T_1 - U(T_1)) - (\beta T_2 - U(T_2)).$$

Одержаний вираз для термо-ЕРС доводить справедливість формули (6.2), причому

$$E(T) = \beta'T - U(T).$$

Термоелектричні явища в напівпровідниках

Серед термоелектричних явищ, що мають місце в напівпровідниках, слід виділити ефекти Зеебека, Пельтьє і Томпсона. Ефект Зеебека полягає в тому, що в електричному колі, яке складається

з послідовно з'єднаних різнорідних напівпровідників або напівпровідника й металу, виникає е.р.с., якщо між кінцями цих матеріалів існує різниця температур.

У напівпровіднику, де основними носіями є електрони, потік їх від гарячого кінця до холодного буде більше, ніж від холодного до гарячого. У результаті цього на холодному кінці буде накопичуватися негативний заряд, а на гарячому - залишатися некомпенсований позитивний заряд. Електричне поле, яке виникне викличе потік електронів від холодного кінця до гарячого. Стаціонарний стан установиться при рівній кількості електронів на кінцях напівпровідника. У напівпровіднику, де основними носіями заряду є дірки, позитивний потенціал виникає на холодному кінці. Таким чином, за знаком термо-е.р.с. можна судити про тип електропровідності. Ефект Пельтьє полягає в тому, що при проходженні струму через контакт двох різнорідних напівпровідників або напівпровідника й металу відбувається поглинання або виділення теплоти залежно від напрямку струму.

Ефект Томпсона полягає у виділенні або поглинанні теплоти при проходженні струму в однорідному матеріалі, в якому існує градієнт температур. Наявність градієнта температур у напівпровіднику приводить до утворення термо-е.р.с. Якщо напрямок зовнішнього електричного поля буде збігатися з електричним полем, що викликане термо-е.р.с., то не вся енергія підтримуюча струм, забезпечується зовнішнім джерелом, частина роботи відбувається за рахунок теплової енергії самого напівпровідника. У результаті цього він охолоджується. При зміні напрямку зовнішнього електричного поля воно виконуватиме додаткову роботу, що приведе до виділення теплоти додатково до теплоти Джоуля.

Сучасна обчислювальна техніка неможлива без напівпровідникових приладів. В елементах комп'ютерів і аналогових пристроях знаходять широке застосування напівпровідникові інтегральні схеми, які по суті є багатофункціональними напівпровідниковими приладами.

Інтегральні схеми містять велику кількість взаємодіючих окремих напівпровідникових елементів: діодів і тріодів різних типів, резисторів, конденсаторів, ключових приладів. Ці елементи скомпоновані в одній матриці, в якості якої використовується окремий кристал або декілька кристалів, розміщених в одному корпусі з безліччю контактних виводів. За сімдесят років свого розвитку фізика напівпровідників та пов'язана із нею промисловість пройшли великий шлях від перших діодів до мікросхем. У мікросхемі 1965 року було 30 транзисторів, тоді як сьогодні чіп Radeon NV 3870 містить 660 мільйонів транзисторів. На сьогоднішній день створені великі інтегральні схеми, густина активних елементів у яких досягає 10^4 на мм^2 .

Застосування інтегральних схем дозволяє суттєво зменшити розміри обчислювальних пристроїв, підвищити їх надійність та економічність. Очевидно, що ознайомлення з інтегральними схемами необхідно розпочинати з вивчення фізичних основ дії та характеристик їх складових частин - напівпровідникових приладів, а це неможливо без знання основ теорії електропровідності напівпровідників (зонної теорії).

Різні речовини по різному проводять електричний струм. Так, для багатьох металів (алюміній, мідь, залізо, тощо) питомий опір при кімнатній температурі не перевищує 10^{-7} Ом·м. Речовини з таким питомим опором називають провідниками. Діелектрики (скло, фарфор, парафін тощо) практично не проводять електричний струм. Їх питомий опір становить 10^{12} - 10^{14} Ом м. Це - ізолятори.

Поряд із провідниками та ізоляторами існує також цілий клас речовин, які називаються напівпровідниками. Їх питомий опір вищий, ніж у металів, але нижчий, ніж у ізоляторів, і перебуває в широких межах - від 10^{-5} до 10^6 Ом·м. В широкому діапазоні температур для провідників справедливе співвідношення для питомого опору:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t),$$

де ρ_0 - питомий опір при температурі 0°C , α - температурний коефіцієнт опору, t - температура за шкалою Цельсія.

Залежність питомого опору ρ від температури t наведена на рис.6.18. З рисунку видно, що з ростом температури питомий опір чистих металів зростає. Для напівпровідникових речовин

питомий опір з ростом температури зменшується (див. рис.6.9). Досліди показують, що в металах струм створюється електронами, тоді як у напівпровідниках - рухом як негативних зарядів(електронів), так і позитивних зарядів (дірок).

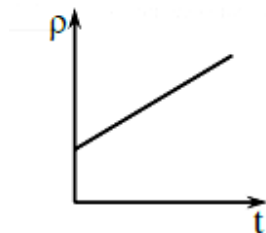


Рисунок 6.9 - Залежність питомого опору провідника від температури.



Рисунок 6.10 - Залежність питомого опору напівпровідника від температури.

Побудова теорії електропровідності металів і напівпровідників можлива лише в рамках квантової механіки. Згідно цієї теорії всередині кристалічних тіл, до яких відносяться метали і розглянуті нижче напівпровідники, нерухомі йони кристалічної решітки створюють періодичне, змінне в просторі електричне поле (див.рис.6.11). Ця періодичність поля впливає на характер руху і стан електронів. У першому наближенні можна допустити, що електрони в твердому тілі перебувають всередині деякої «потенціальної ями» з плоским дном.

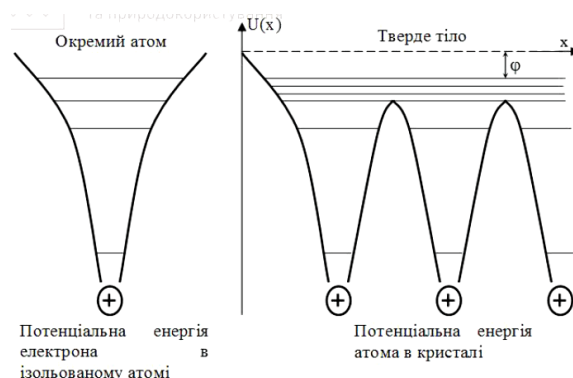


Рисунок 6.11 – Енергія електронів в атомі і кристалі.

Розрахунки показують, що електрони в такій системі приймають дискретні значення енергії E , які визначаються за формулою:

$$E = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2 m l^2} n^2, n=1,2,\dots$$

де \hbar - стала Планка, m – маса електрона, l - ширина потенціальної ями, p - квантове число дискретних станів.

При утворенні кристалічної решітки твердих тіл, тобто при зближенні окремих атомів до відстані 10^{-10} м, атомні енергетичні рівні повинні розщеплюватись у зони рівнів, оскільки принцип Паулі тепер стосується не окремих атомів, а кристалічної решітки в цілому. Розщеплення тим сильніше, чим менша відстань між атомами і чим вищий енергетичний рівень (рис.6.12а). Таким чином, шкала енергій електронів в кристалічній решітці розбивається на зони дозволених енергій і зони заборонених енергій (на рис.6.12,б заштриховані зони дозволених енергій, які відповідають рівноважній відстані між атомами R_0).

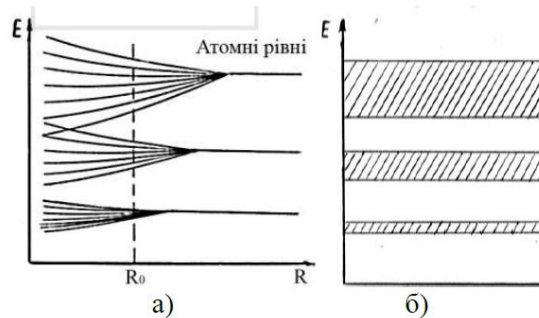


Рисунок 6.12 – Схема енергетичних рівнів кристалу.

Кількість енергетичних рівнів в зонах співмірна з кількістю атомів 10^{22} - 10^{23} . Оскільки ширина зон 1 - 10 еВ, то відстань між окремими рівнями 10 - 22 еВ, що значно менше від енергії теплового руху kT , тому можна вважати розподіл енергій в зонах неперервним. Згідно принципу Паулі на кожному енергетичному рівні в зонах може перебувати не більше двох електронів з протилежними спінами. Якщо зона утворена з повністю заповненого електронами атомного рівня, то всі рівні такої зони також повністю заповнені. Зрозуміло, що це стосується зон, утворених з глибоких атомних рівнів.

Електрони таких зон не можуть брати участь в електричних і теплових явищах, бо ні енергія електричного поля, ні теплова енергія не є достатніми для переходу електрона в сусідню вищу зону, а переходи в межах заповненої зони неможливі.

Інша ситуація в зонах, утворених з частково заповнених рівнів, тобто рівнів валентних електронів. Зрозуміло, що такі зони будуть заповнені також частково. Для прикладу розглянемо зону, утворену з атомного з-рівня, на якому перебуває лише один (валентний) електрон (Li, Na, K, тощо). Якщо кристалічна решітка утворена з N атомів, то вказана зона має N рівнів, на яких може розміститись $2N$ електронів.

Оскільки валентних електронів лише N , то заповниться лише половина зони. А це означає, що під впливом зовнішнього збудження (тепло, електричне поле) електрони можуть вільно переходити на вищі рівні в межах однієї зони, тим самим збільшувати свою енергію, тобто прискорюватися. Отже, електрони в частково заповненій зоні є носіями струму. Тому така зона, яку ми назвемо валентною, є одночасно зоною провідності. Приведена зонна модель дозволяє пояснити властивості металів, напівпровідників та ізоляторів. Перш за все, їх відмінність в значеннях питомих опорів пояснюється різною шириною заборонених зон (див.рис.6.13)

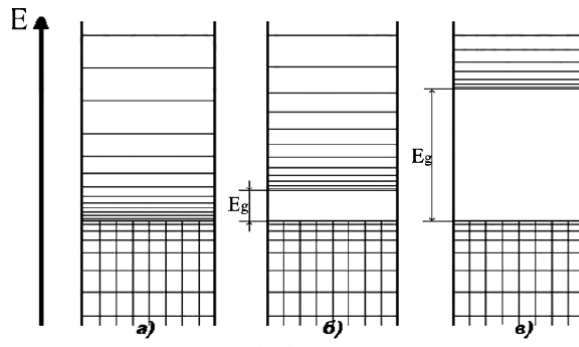


Рисунок 6.13 – Енергетичні діаграми при температурі, близький до абсолютного нуля: а – провідників; б - напівпровідників; в – діелектриків.

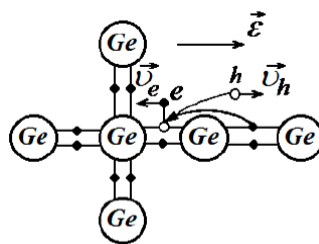


Рисунок 6.14 – Модель решітки чистого германію.

В металах валентна зона (V-зона) заповнена частково, всі вищі зони порожні, всі нижчі зони заповнені повністю. В напівпровідниках і діелектриках V-зона заповнена повністю (при $T=0$) і тому не може бути зоною провідності. Наступна вища зона при $T=0$ порожня. Ця зона називається зоною провідності (С-зоною), бо при певних умовах ($T \neq 0$) в ній можуть з'явитися електрони, які будуть носіями струму. Енергетична відстань між дном С-зони (E_C) і стелею V-зони (E_V) називається забороненою зоною.

$$E_g = E_C - E_V.$$

Якщо $E_g < 2,5$ еВ, то речовина - напівпровідник, якщо $E_g > 2,5$ еВ, то речовина - діелектрик. Появу носіїв струму в напівпровідниках розглянемо, використавши плоску модель кристалічної решітки чистого (бездомішкового) напівпровідника, наприклад, Ge (рис.6.15). Такий напівпровідник має тетраедричну кристалічну структуру, при якій кожен атом оточений чотирма сусідніми. Зв'язок між сусідніми атомами забезпечується двома валентними електронами з протилежними спінами (ковалентний зв'язок). При $T=0$ всі валентні електрони перебувають на зв'язках, «зайвих» електронів немає, що відповідає повністю заповненій валентній зоні і порожній зоні провідності.

При нагріванні кристалу деякі електрони за рахунок енергії теплового руху можуть втративши зв'язки, стати вільними і в електричному полі напруженістю E набути швидкості напрямленого руху v_e . На звільнене вакантне місце може перейти електрон із сусіднього зв'язку, що рівнозначно рухові вакантного місця в протилежному напрямку зі швидкістю v_h . Даний незаповнений ковалентний зв'язок отримав назву дірки. Оскільки дірка рухається за полем (електрон - проти поля), то дірку слід розглядати як позитивний заряд $+e$. На енергетичній діаграмі теплова генерація вільних електронів і дірок зображується як перехід електрона з V-зони у С-зону (рис.6.15). Зрозуміло, що чим вища інтенсивність теплового збудження (вища температура), тим вища концентрація електронів (n) і дірок (p) у відповідних зонах. Відмітимо, що ця концентрація не перевищує, як правило, 0,1% від кількості енергетичних рівнів в зонах і визначається за формулою:

$$n = n_0 e^{-\frac{E_g}{2k \cdot T}}$$

Точний розрахунок показує, що концентрація електронів в зоні провідності чистого германію при $T=300\text{ K}$ дорівнює $2,5 \cdot 10^{13}\text{ см}^{-3}$, а силіцію - $6,8 \cdot 10^{10}\text{ см}^{-3}$. Отже, електрони є носіями струму в майже порожній зоні провідності, а дірки - в майже повністю заповненій валентній зоні. Провідність бездомішкового напівпровідника називається власною. Очевидно, що у власному напівпровіднику концентрації електронів і дірок - однакові.

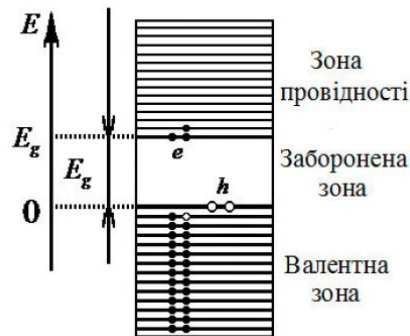


Рисунок 6.15 – Енергетична діаграма чистого напівпровідника.

Чистий напівпровідник створити практично не можливо. В реальному напівпровіднику існує певна кількість домішок, тобто атомів іншої хімічної природи. Внесення навіть невеликої кількості домішок (порядку 0,001 %) призводить до різкого збільшення електропровідності напівпровідника.

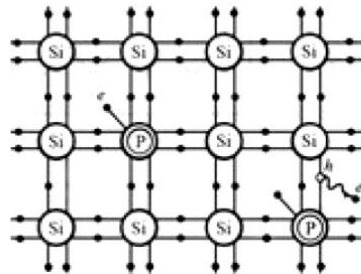


Рисунок 6.16 – Модель кристалу напівпровідника з донорними домішками.

Нехай в чотиривалентний напівпровідник, наприклад, Силіцій (Si), введено домішку п'ятивалентної речовини Фосфору (P). Такий домішковий йон заміщує в кристалічній решітці Si один із його власних йонів, як показано на рис.6.16. Один електрон валентної оболонки п'ятивалентної речовини при цьому стає «зайвим» - він не потрібен для здійснення ковалентного зв'язку між йонами решітки.

Такий слабо зв'язаний електрон за рахунок енергії теплового руху, легко відривається від йона, тобто переходить у зону провідності. Це означає, що на моделі енергетичних зон поблизу дна зони провідності з'являються рівні енергії, з яких електрони переходять в зону провідності. Такі рівні називають донорними (див.рис.6.17).

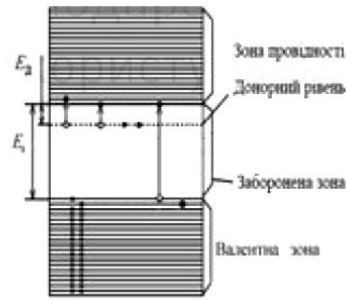


Рисунок 6.17 – Енергетична діаграма напівпровідника з донорними домішками.

Сама п'ятивалентна домішка також називається донорною. Очевидно, що в цьому випадку концентрація електронів провідності різко зростає. Електрони в зоні провідності в напівпровіднику з донорною домішкою називаються основними носіями заряду. Поряд з цим в такому напівпровіднику при достатньо високих температурах за рахунок власних переходів генеруються і дірки. Останні називаються неосновними носіями. Очевидно, що для напівпровідника з донорною домішкою концентрація електронів набагато більша концентрації дірок.

Якщо в чотиривалентний напівпровідник внести атоми тривалентної домішки, наприклад, Індію (In), то атом такої домішки, замішуючи власний атом чотиривалентного напівпровідника, не здатний заповнити всі ковалентні зв'язки, як показано на рис.6.18.

На енергетичній моделі це еквівалентно введенню рівнів енергії, які лежать біля вершини валентної зони (див.рис.6.19). На ці рівні легко переходять електрони із валентної зони, утворюючи певне число дірок.

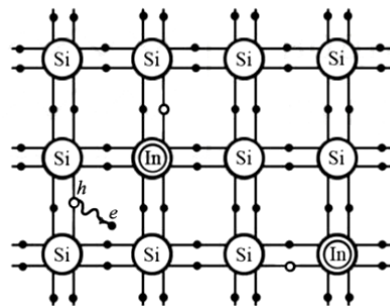


Рисунок 6.18 – Модель кристалу напівпровідника з акцепторними домішками.

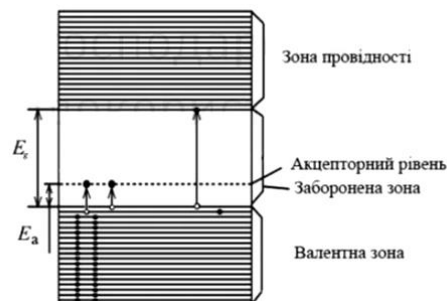


Рисунок 6.19 – Енергетична діаграма напівпровідника з акцепторними домішками.

Дірки у валентній зоні напівпровідника з тривалентною домішкою, яка називається акцепторною, є основними носіями заряду. При цьому завжди є певна кількість вільних електронів за рахунок власної генерації. Вони є неосновними носіями заряду. Для такого напівпровідника з

акцепторною домішкою концентрація дірок набагато більша концентрації електронів. Отже, струм в домішкових напівпровідниках здійснюється загалом основними носіями заряду. Вони заявляються в результаті введення в напівпровідник домішки. Така провідність називається домішковою: електронного (n-) або діркового (p-) типу.

Напівпровідники це речовини у яких електропровідність різко змінюється по величині і характеру (p, n) в залежності від умов. Застосування таких речовин в сучасні техніці зумовлено тим, що їх властивості дають можливість перетворювати зовнішню інформацію (зміна температури, поглинення променевої енергії і т.д.) в електричні сигнали, які легко обробляти і фіксувати. Напівпровідники дозволяють створювати складні радіотехнічні схеми в мініатюрному виконанні. Малогабаритність приладів, стабільність їхньої роботи зробили напівпровідники незамінними в приладах управління, зв'язку та контролю в різних областях сучасної техніки. Потужність електричної енергії, яку можуть передавати напівпровідники коливається від зникаюче малих імпульсів в системах радіозв'язку до декількох кіловат у випрямлячів струму.

Механізм провідності напівпровідників можна пояснити зміною зв'язків між окремими атомами в кристалах під дією збудження: термічного, поглинання квантів променевої енергії, дії електричного поля і т.д. Напівпровідникові властивості мають кремній, германій, селен і ряд інших простих речовин, а також хімічні сполуки і інтерметаліди: PbS, GaAs, JnSb і т.д. Такі речовини називаються власними напівпровідниками на розділ від речовин в яких ефект напівпровідності залежить від домішок – домішкові напівпровідники.

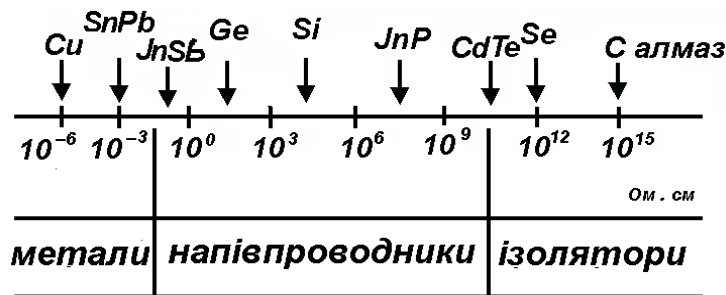


Рисунок 6.20- Шкала питомих опорів.

Розглянемо явище напівпровідності для найпростішого випадку елементних власних напівпровідників, якими є перших чотири p- елемента IV A-групи: вуглець (алмаз), кремній, германій, сіре олово, яке кристалізується по типу алмаза (табл. 6.1).

Таблиця 6.1. Деякі властивості алмазоподібних кристалів вуглецю, кремнію, германію і олова.

Елемент	Радіус атома, Å°	Енергія σ - зв'язку, eV	Довжина ребра куба, Å°
C	0.77	6.20	1.78
Si	1.17	3.23	2.71
Ge	1.22	2.80	2.82
α -Sn	1.40	2.00	—

Власна провідність напівпровідників

Власна провідність виникає в результаті переходу електронів з верхніх рівнів валентної зони в зону провідності. При цьому в зоні провідності з'являється деяке число носіїв струму – електронів, що займають рівні вблизи дна зони. Одночасно у валентній зоні звільняється таке ж число місць на верхніх рівнях, у результаті чого з'являються дірки. Для того щоб збільшити енергію електрона, необхідно повідомити йому кількість енергії, не менше, чим ширина забороненої зони. Електричне поле повідомити електрону таку енергію не в змозі. При цих умовах електричні властивості кристала визначаються шириною забороненої зони. Якщо ця ширина невелика, енергія теплового

руху виявляється достатньою для того, щоб перевести частина електронів у верхню вільну зону. Ці електрони будуть знаходитися в умовах, аналогічних тим у який знаходяться валентні електрони в метали. Вільна зона виявиться для них зоною провідності. Одночасно стане можливим перехід електронів валентної зони на її верхні рівні. Така речовина називається власним напівпровідником. Якщо ширина забороненої зони E велика, тепловий рух не зможе закидати у вільну зону помітне число електронів. У цьому випадку кристал виявляється діелектриком.

Домішкова провідність виникає, якщо деякі атоми даного напівпровідника замінити у вузлах кристалічних ґрат атомами, валентність яких відрізняється на одиницю від валентності основних атомів. Для утворення ковалентних зв'язків із сусідами атому досить чотирьох електронів. Отже, п'ятий валентний електрон виявляється як би зайвим і легко отщепляється від атома за чіт енергії теплового руху, утворити мандрівний вільний електрон. Електронний характер провідності напівпровідників p -типу і дірочний характер провідності напівпровідників n -типу підтверджується експериментально при дослідженні ефекту Холу. Знак, що спостерігається, холівської різниці потенціалів відповідає в напівпровідниках p -типу негативним носіям струму, а в напівпровідниках n -типу - позитивним носіям.

Домішки спотворюють поле ґрат, що приводить до виникнення на енергетичній схемі домішкових рівнів, розташованих у забороненій зоні кристала. Випадку напівпровідників p -типу домішкові рівні називаються донорними, у випадку напівпровідників n -типу акцепторними. Рівень Фермі в напівпровідниках p -типу розташовується у верхній половині забороненої зони. При підвищенні температури рівень Фермі в напівпровідниках обох типів зміщається до середини забороненої зони.

При підвищенні температури концентрація домішкових носіїв струму швидко досягає насичення. Це означає, що практично звільняються всі донорні чи заповнюються електронами всі акцепторні рівні. Разом з тим у міру росту температури усе більшої в більшому ступені починає позначатися власна провідність напівпровідника, обумовлена переходом електронів безпосередньо з валентної зони в зону провідності. Таким чином, при високих температурах провідність напівпровідника буде складатися з домішкової і власної провідності. При низьких температурах переважає домішкова, а при високих – власна провідність.

У природі напівпровідники існують у вигляді хімічних елементів (елементи IV, V, VI груп), і хімічних сполук, (оксиди, сульфід, сплави елементів різних груп). Розрізняють власні і домішкові напівпровідники. Власними напівпровідниками є хімічно чисті напівпровідники, їх провідність називається власною провідністю. На рис.6.21 наведена спрощена схема структури власного напівпровідника. При абсолютному нулі його валентна зона укомплектована повністю, зона провідності, яка розміщена над валентною зоною є порожньою. Отже, при $T=0$ і за відсутності інших зовнішніх факторів власні напівпровідники ведуть себе як діелектрики. При підвищенні температури електрони з верхніх рівнів валентної зони можуть бути перекинуті на нижні рівні зони провідності.

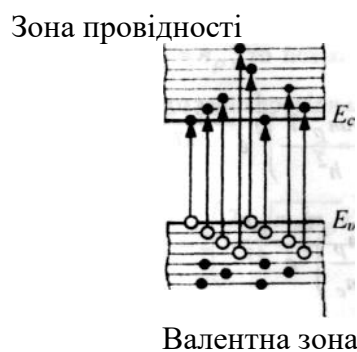


Рисунок 6.21

При накладанні на кристал електричного поля вони переміщуються проти поля і створюють

електричний струм. Таким чином, зона внаслідок часткового укомплектування електронами стає зоною провідності. Провідність власних напівпровідників, обумовлена електронами, називається електронною провідністю або провідністю n-типу. Внаслідок теплових переходів електронів із валентної зони в зону провідності у валентній зоні виникають вакантні стани, які отримали назву дірок. У зовнішньому електричному полі на місце, яке звільнилось від електрона - дірку -- може переміститися електрон із сусіднього рівня, а дірка появиться в тому місці, яке звільнив електрон і т.п. Такий процес заповнення дірок електронами рівнозначний переміщенню дірки в напрямі, протилежному до руху електрона, так, якби дірка мала позитивний заряд, рівний за величиною заряду електрона. Провідність власних напівпровідників, обумовлена квазічастинками—дірками, називається дірковою провідністю або провідністю p-типу.

Отже, у власних напівпровідниках спостерігаються два механізми провідності - електронна і діркова. Число електронів в зоні провідності дорівнює числу дірок у валентній зоні, тобто

$$N_e = N_p.$$

Провідність напівпровідників завжди є збудженою, тобто появляється лише під дією зовнішніх факторів (температури, опромінювання, сильних електричних полів і т.п.).

У власному напівпровіднику рівень Фермі знаходиться на середині забороненої зони (рис.). Дійсно, для перекиду електрона з верхнього рівня валентної зони на нижній рівень зони провідності затрачається енергія активації, яка дорівнює ширині забороненої зони E .

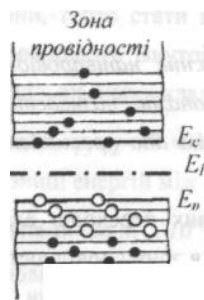


Рисунок 6.22

При появі електрона в зоні провідності у валентній зоні виникає дірка. Оскільки енергія, затрачена на утворення пари носіїв струму, повинна ділитися на дві рівні частини, то енергія, що відповідає половині ширини забороненої зони, іде на перекидання електрона і така сама енергія затрачається на утворення дірки. Початок відліку для кожного з цих процесів повинен знаходитися в середині забороненої зони. Енергія Фермі у власному напівпровіднику - це енергія від якої відбувається збудження електронів і дірок. Маса вводиться так, щоб у ній враховувалася дія на електрон чи дірку внутрішнього періодичного поля кристала і щоб можна було вважати, що ці частинки з ефективною масою рухаються лише під впливом одного зовнішнього поля.

Концентрація вільних носіїв заряду в даній зоні визначається відстанню цієї зони від рівня Фермі: чим більша ця відстань, тим нижча концентрація носіїв. У власних напівпровідниках концентрація електронів в зоні провідності дорівнює концентрації дірок.

Отримуємо:

$$n_e = n_p = 2 \left(\frac{2\pi\sqrt{m_e m_p} kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$$

Звідси видно, що концентрація носіїв струму у власному напівпровіднику визначається шириною забороненої зони ΔE і температурою напівпровідника T . Внаслідок наявності у власному напівпровіднику двох типів носіїв - електронів і дірок - його питомо електропровідність складається

з провідності, обумовленої наявністю вільних електронів. Характерною особливістю власних напівпровідників є збільшення їх питомої провідності із підвищенням температури. З погляду зонної теорії ця обставина пояснюється так: при підвищенні температури росте число електронів, які в наслідок теплового збудження переходять в зону провідності і беруть участь у перенесенні електричного заряду.

Найбільш поширеним напівпровідниковим елементом є германій, що має решітку типу алмазу, в якій кожний атом зв'язаний ковалентними зв'язками з чотирма сусідами. В реальному кристалі при $T=0$ К така структура являє собою діелектрик, оскільки всі валентні електрони беруть участь в утворенні зв'язків і не беруть участі в провідності. У напівпровідниках поряд з процесом генерації електронів і дірок іде процес регенерації: електрони переходять із зони провідності у валентну зону, віддаючи енергію гратці і випускаючи кванти електромагнітного випромінювання. В результаті для кожної температури встановлюється певна рівноважна концентрація електронів і дірок.

Домішкова провідність напівпровідників

Провідність напівпровідників, обумовлена домішками, називається домішковою провідністю, а самі напівпровідники - домішковими напівпровідниками. Домішками є атоми сторонніх елементів, надлишкові атоми, теплові (пусті вузли або атоми в міжвузольях) і механічні (тріщини, дислокації і т. д.) дефекти. Наявність в напівпровіднику домішки суттєво змінює його провідність.

При заміщенні атома германію Ge п'ятивалентним атомом миш'яку (As) один електрон не може утворити ковалентний зв'язок, він виявляється зайвим і може бути при теплових коливаннях гратки легко відщеплений від атома, тобто стати вільним (рис.б.).

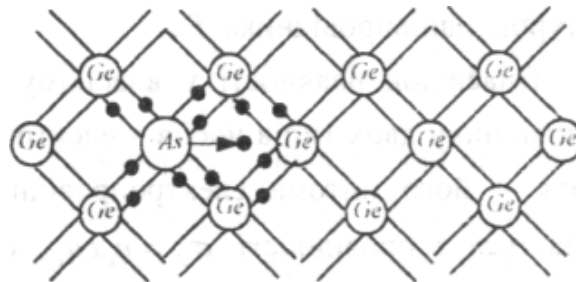


Рисунок 6.23

Утворення вільного електрона не супроводжується порушенням ковалентного зв'язку, дірка не виникає. Надлишковий позитивний заряд, що виникає поблизу атома домішки, зв'язаний з атомом домішки, і тому переміщатися по гратці не може. З точки зору зонної теорії цей процес можна представити так. Введення домішки створює поле гратки, що приводить до виникнення в забороненій зоні енергетичного рівня D валентних електронів миш'яку, який називається домішковим рівнем (рис.б.). У випадку Ge з домішкою As цей рівень розміщується від дна зони провідності на відстані $= 0,015$ eV. Оскільки при звичайних температурах енергія теплового руху достатня для того, щоб перекинути електрони з домішкового рівня в зону провідності. Дірки, які утворюються при цьому, локалізуються на нерухомих атомах миш'яку і у провідності участі не беруть.

Зона провідності



Валентна зона

Рисунок 6.24

Отже, в напівпровідниках з домішкою, валентністю якої на одиницю більша, ніж валентність основних атомів, носіями струму є електрони, виникає електронна домішкова провідність n-типу. Напівпровідники з такою провідністю називаються електронними (n-типу). Домішки, що є джерелом електронів, називаються донорами, а енергетичні рівні цих домішок - донорними рівнями. Припустимо, що в ґратку кремнію введено домішковий атом бору (В) з трьома валентними електронами (рис.6.). в атома бору не вистачає одного електрона, із зв'язків залишається некомплектованим і четвертий електрон може бути захоплений від сусіднього атома основної речовини, де утворюється дірка (рис.6.). Дірки не залишаються локалізованими, а переміщуються в ґратці як вільні позитивні заряди. Надлишковий від'ємний заряд, що виникає поблизу атома домішки, зв'язаний з атомом домішки і по ґратці переміщатися не може

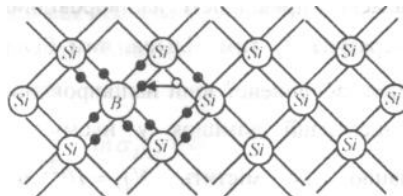


Рисунок 6.25

Згідно із зонною теорією введення тривалентного атома в ґратку приводить до виникнення в забороненій зоні домішкового рівня А, не зайнятого електронами (рис.).

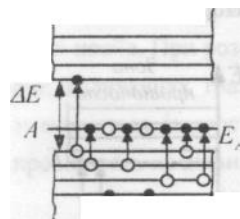


Рисунок 6.26

У випадку з домішкою В цей рівень локалізується вище верхнього краю валентної зони на $E_a = 0.08 \text{ eV}$. При порівнянні низьких температурах електрони з валентної зони переходять на домішові рівні і, зв'язуючись з атомами бору, втрачають здатність переміщатися по ґратці кремнію, тобто в провідності участі не беруть. Носіями струму є лише дірки, що виникають у валентній зоні.

Отже, в напівпровідниках з домішкою, валентністю якої на одиницю менша, ніж валентність основних атомів, носіями струму є доірки - виникає діркова провідність. Напівпровідники з такою провідністю називаються дірковими (р-типу). Домішки, що захоплюються електронами з валентної зони напівпровідника, називаються акцепторами, а енергетичні рівні цих домішок - акцепторними рівнями.

Домішкова провідність напівпровідників обумовлена, в основному, носіями одного знаку: електронами - у випадку донорної домішки і дірками у випадку акцепторної. Ці носії струму

називаються основними. Крім основних носіїв, у напівпровіднику є неосновні носії: у напівпровідника n-типу - дірки, а у напівпровідника p-типу - електрони. Концентрація основних носіїв більша, ніж концентрація неосновних носіїв. На рис. 6.27 показано зміну положення рівня Фермі при підвищенні температури в домішкових напівпровідників донорного (а) та акцепторного (б) типів.

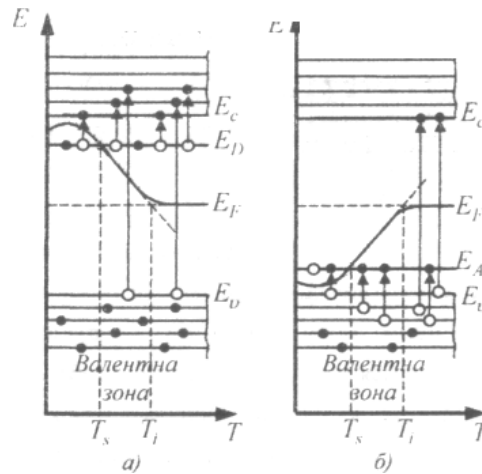


Рисунок 6.27

При низьких температурах середня енергія теплових коливань ґратки kT достатня для збудження і перекиду електронів у зону провідності з донорних рівнів і дірок з акцепторних рівнів E_A у валентну зону. При $T = 0\text{K}$ рівень Фермі у напівпровідниках n-типу розміщується посередині між ними рівнем E_C зони провідності і донорним рівнем E_D , а у напівпровідниках p-типу - між акцепторним рівнем E_A і верхнім рівнем E_V валентної зони.

У міру підвищення температури концентрація електронів у зоні провідності збільшується, концентрація електронів на донорних рівнях зменшується - донорні рівні спустошуються. При повному спустошенні домішок концентрація електронів у зоні провідності напівпровідника p-типу стає такою, що практично дорівнює концентрації донорної домішки, а концентрація дірок в напівпровіднику p-типу - концентрації акцепторної домішки. Температура спустошення домішок T_s тим вища, чим вища енергія активації домішок E_D і E_A і її концентрація. При наступному підвищенні температури починається все інтенсивніше збудження власних носіїв, напівпровідник все більше наближається до стану власного напівпровідника, внаслідок чого рівень Фермі наближається до положення рівня Фермі у власному напівпровіднику. Температура T_i відповідає переходу до власної провідності напівпровідника. Температура T_i тим більша, чим більша ширина забороненої зони напівпровідника і концентрації домішок у ньому.

Провідність домішкового напівпровідника як і провідність будь-якого провідника визначається концентрацією носіїв і їх рухливістю. Зі зміною температури рухливість носіїв змінюється за порівняно слабким степеневим законом, а концентрація носіїв - за досить сильним експонентальним законом. У зв'язку з тим залежність провідності домішкових напівпровідників від температури визначається, в основному, температурною залежністю концентрації носіїв струму в ньому. На рис.6.28 наведена схематична крива залежності для домішкового напівпровідника. Область АВ відповідає низьким температурам від $T = 0\text{K}$ до температури T_s спустошення домішки.

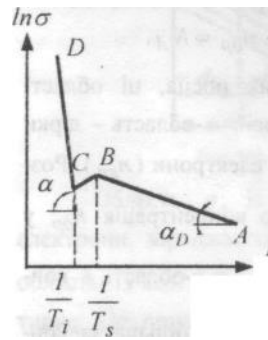


Рисунок 6.28

Отже, область АВ відповідає домішковій провідності напівпровідника. Область ВС спостерігається від температури спустошення домішок T_s до температури переходу до власної провідності T_i . У цій області всі домішкові атоми іонізовані, але ще не відбувається помітне збудження власних носіїв, внаслідок чого концентрація носіїв зберігається приблизно постійною і дорівнює концентрації домішок. Температурна залежність провідності напівпровідника у цій області визначається температурною залежністю рухливості носіїв. При розсіянні носіїв на теплових коливаннях ґратки рухливість носіїв зменшується із зростанням температури і провідність на ділянці ВС зменшується.

Контактні явища в напівпровідниках

Границя зіткнення двох напівпровідників, один із яких має електронну, а іншої -дірочну провідність, називається електронно - дірочним переходом (чи р-п-переходом). Ці переходи мають велике практичне значення, будучи основної роботи багатьох напівпровідникових приладів. Р-п-перехід не можна здійснити просто механічним з'єднанням двох напівпровідників. Звичайно області різної провідності створюють або при вирощуванні кристалів, або при відповідній обробці кристалів. Наприклад, на кристал германія n-типу накладається індієва "таблетка" (рис. 6.29). Ця система нагрівається приблизно при $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ в чи вакуумі атмосфері інертного газу; атоми індію дифундують на деяку глибину в германій. Потім розплав повільно прохолоджують. Тому що германій, що містить індій, володіє дірочною провідністю, то на границі розплаву, що закристалізувався, і германія n-типу утворюється р-п-перехід (рис.6.29 б).



Рисунок 6.29

Розглянемо фізичні процеси, що відбуваються в р-п-переході (рис.6.30). Нехай донорний напівпровідник (робота виходу - A_n , рівень Ферми - E_{Fn}) приводиться в контакт (рис.6.30) з акцепторним напівпровідником (робота виходу - A_p , рівень Ферми - E_{Fp}). Електрони з n-

напівпровідника, де їхня концентрація вище, будуть дифундувати в р-напівпровідника, де їхня концентрація нижче. Дифузія ж дірок відбувається в зворотному напрямку - у напрямку $p \rightarrow n$.

У n-напівпровіднику через відхід електронів поблизу границі залишається некомпенсований позитивний об'ємний заряд нерухомих іонізованих донорних атомів. У р-напівпровіднику через відхід дірок поблизу границі утвориться негативний об'ємний заряд нерухомих іонізованих акцепторів (рис. 6., а). Ці об'ємні заряди утворять у границі подвійний електричний шар, поле якого, спрямоване від n-області до р-області, перешкоджає подальшому переходу електронів у напрямку $n \rightarrow p$ і дірок у напрямку $p \rightarrow n$. Якщо концентрації донорів і акцепторів у напівпровідниках n- і р-типу однакові, то товщини шарів d_1 і d_2 (рис. 6.30, в), у яких локалізуються нерухомі заряди, рівні ($d_1 = d_2$).

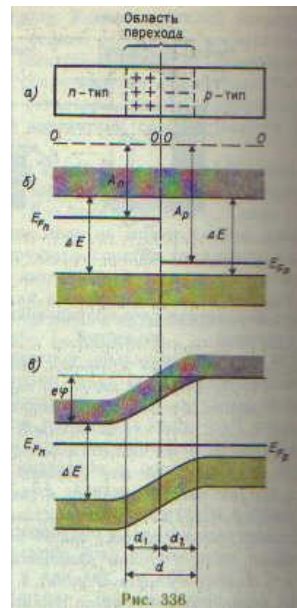


Рисунок 6.30

При визначеній товщині р-n-переходу настає рівноважний стан, характеризуваній вирівнюванням рівнів Фермі для обох напівпровідників (рис.6.31). В області р-n-переходу енергетичні зони викривляються, у результаті чого виникають потенційні бар'єри, як для електронів, так і для дірок. Висота потенційного бар'єра $e\varphi$ визначається первісною різницею положень рівня Фермі в обох напівпровідниках. Всі енергетичні рівні акцепторного напівпровідника підняті щодо рівнів донорного напівпровідника на висоту, рівну $e\varphi$, причому підйом відбувається на товщині подвійного шару d .

Товщина d шару р-n-переходу в напівпровідниках складає приблизно 10^{-6} - 10^{-7} м, а контактна різниця потенціалів - десяті частки вольт. Носії струму здатні перебороти таку різницю потенціалів лише при температурі в кілька тисяч градусів, тобто при звичайних температурах рівноважний контактний шар є замикаючим (характеризується підвищеним опором). Опір замикаючого шару можна змінити за допомогою зовнішнього електричного поля. Якщо прикладене до р-n-перехід зовнішнє електричне поле направлено від n-напівпровідника до р-напівпровідника (рис. 6.31, а), тобто збігається з полем контактного шару, то воно викликає рух електронів у n-напівпровіднику і дірок у р-напівпровіднику від границі р-n-переходу в протилежні сторони. У результаті замикаючий шар розшириться і його опір зростає.

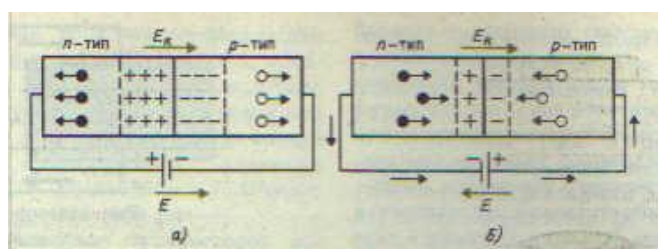


Рисунок 6. 31

Напрямок зовнішнього поля, що розширює замикаючий шар, називається замикаючим (зворотним). У цьому напрямку електричний струм через р-п-перехід практично не проходить. Тік у замикаючому шарі в замикаючому напрямку утвориться лише за рахунок неосновних носіїв струму (електронів у р-напівпровіднику і дірок у п-напівпровіднику). Якщо прикладене до р-п-переходу зовнішнє електричне поле направлено протилежно полю контактного шару (рис 6.31.), то воно викликає рух електронів у п-напівпровіднику і дірок у р-напівпровіднику до границі р-п-переходу назустріч один одному. У цій області вони рекомбінують, товщина контактного шару і його опір зменшуються. Отже, у цьому напрямку електричний струм проходить крізь р-п-перехід у напрямку від р-напівпровідника до п-напівпровідника; воно називається пропускним (прямим). Таким чином, р-п-перехід (подібно контакту металу з напівпровідником) володіє однобічною (вентильною) провідністю.

На рис. 6.31 представлена вольтамперна характеристика р-п-переходу. Як уже вказувалося, при пропускному (прямому) напрузі зовнішнє електричне поле сприяє руху основних носіїв струму до границі р-п-переходу. У результаті товщина контактного шару зменшується. Відповідно зменшується й опір переходу (тим сильніше, чим більше напруга), а сила струму стає великою (права галузь на рис.6.31). Це напрямок струму називається прямим.

При замикаючому (зворотному) напрузі зовнішнє електричне поле перешкоджає руху основних носіїв струму до границі р-п-переходу (см. рис.6.31, а) і сприяє руху неосновних носіїв струму, концентрація яких у напівпровідниках невелика. Це приводить до збільшення товщини контактного шару, збідненого основними носіями струму. Відповідно збільшується й опір переходу. Тому в даному випадку через р-п-перехід протікає тільки невеликий струм (він називається зворотним), цілком обумовлений неосновними носіями струму (ліва галузь рис.6.31). Швидке зростання цього струму означає пробій контактного шару і його руйнування. При включенні в ланцюзі перемінного струму р-п-переходи діють як випрямитель.

ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ ДІЕЛЕКТРИКІВ

Поляризація діелектриків

Діелектриками (або ізоляторами) називаються речовини, які в нормальних умовах не проводять електричний струм. Насправді реальні діелектрики, хоч і дуже погано, але проводять електричний струм. Їхній питомий опір досягає 10^{15} Ом·м, що в 10^{15} - 10^{20} разів більше ніж питомий опір провідників. В діелектриках за нормальних умов майже відсутні вільні електричні заряди. Заряджені частинки в діелектриках зв'язані в атомах, молекулах чи в кристалічній ґратці. В зовнішньому електричному полі заряджені частинки можуть зміщуватись на невеликі відстані в межах атомів, молекул чи відносно вузлів кристалічної ґратки, тобто поляризуватись, але не можуть переміщуватись по всьому об'єму діелектрика. Всі діелектрики можна розділити на три типи: неполярні діелектрики, полярні діелектрики та іонні кристали.

Неполярними називаються діелектрики, в молекулах яких центри розподілу позитивних і негативних зарядів співпадають. В зовнішньому електричному полі центри позитивних і негативних зарядів (електронів) зміщуються в протилежних напрямках, що приводить до виникнення дипольного моменту. При цьому виникає внутрішнє електричне поле, яке частково компенсуватиме зовнішнє. Поляризація таких діелектриків називається електронною (рис. 6.32). До неполярних діелектриків відносяться гази H_2 , N_2 та інші.

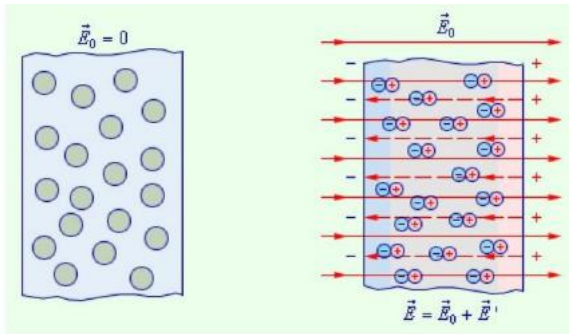


Рисунок 6.32 – Електронна поляризація діелектриків.

Полярними називаються діелектрики, в молекулах яких центри розподілу позитивних і негативних зарядів не співпадають. Молекули таких діелектриків можна вважати електричними диполями. При відсутності зовнішнього електричного поля внаслідок теплового руху дипольні моменти молекул орієнтовані хаотично. Тому сумарний дипольний момент і електричне поле в довільному макроскопічному об'ємі діелектрика рівне нулю. В зовнішньому електричному полі диполі молекул будуть повертатись орієнтуючись вздовж силових ліній поля. Внаслідок цього виникне внутрішнє електричне поле, яке частково компенсуватиме зовнішнє. Поляризація таких діелектриків називається орієнтаційною (рис.6.33). До полярних діелектриків відносяться гази SO_2 , H_2S , NH_3 , рідини H_2O , HCl , C_6H_6 та інші речовини.

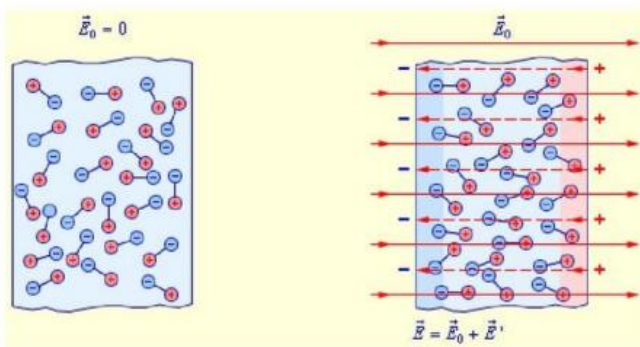


Рисунок 6.33 – Орієнтаційна поляризація діелектриків.

Всі діелектрики при поляризації деформуються. Це явище називається електрострикцією. Помістимо діелектрик в електричне поле плоского конденсатора (рис. 6.34). Внаслідок поляризації діелектрика на його протилежних поверхнях виникнуть зв'язані електричні заряди протилежних знаків з поверхневою густиною $+\sigma_p$ і $-\sigma_p$. В об'ємі діелектрика позитивні і негативні заряди будуть взаємно компенсувати один одного. Однак, кожна молекула діелектрика буде мати деякий дипольний момент .

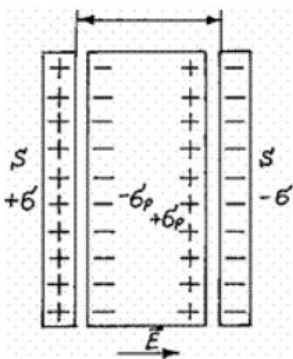


Рисунок 6.34 – Діелектрик в електричному полі плоского конденсатора.

Вектором поляризації називається векторна сума електричних дипольних моментів молекул одиниці об'єму поляризованого діелектрика,

$$\vec{P} = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^n \vec{p}_i,$$

де n – число молекул в об'ємі V .

Експериментально встановлено, що дипольний момент неполярних молекул прямо пропорційний до напруженості електричного поля. Можна показати, що для більшості діелектриків:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E},$$

де χ – діелектрична сприйнятливість або поляризованість одиниці об'єму діелектрика.

У випадку слабого електричного поля ця формула справедлива і для полярних діелектриків. Напруженість результуючого електричного поля у діелектрику рівна

$$\vec{E} = \vec{E}_0 - \vec{E}_p,$$

де E_0 – напруженість електричного поля при відсутності діелектрика, E_p – напруженість поля, створеного поляризаційними зарядами.

Поляризаційні заряди на протилежних гранях діелектрика утворюють дві паралельні різнойменно заряджені площини з поверхневою густиною заряду σ_p . Тому напруженість поля поляризаційних зарядів рівна

$$E_p = \frac{\sigma_p}{\varepsilon_0}.$$

Водночас:

$$E_p = \chi E.$$

Отримаємо остаточно:

$$E = E_0 - \chi E; \quad E = \frac{E_0}{1+\chi}.$$

Діелектричною проникністю середовища називається фізична величина, рівна відношенню напруженості електричного поля у вакуумі до напруженості електричного поля у середовищі при інших однакових умовах

$$\varepsilon = \frac{E_0}{E}$$

Між індукцією та напруженістю електричного поля існує зв'язок

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}$$

Тому

$$\vec{D} = (1 + \chi) \varepsilon_0 \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + \varepsilon_0 \chi \vec{E};$$

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}.$$

Полярні молекули діелектрика в електричному полі повертаються і орієнтуються вздовж силових ліній поля. Поряд з цим відбувається і електронна деформаційна поляризація молекул. Тому діелектрична проникність полярних діелектриків складається з орієнтаційної частини і деформаційної частинки, яка набагато менша від орієнтаційної.